

# ГОЛОГРАФИЯ

## методы и аппаратура

---

*Под редакцией В. М. Гинзбург, Б. М. Степанова*



МОСКВА «СОВЕТСКОЕ РАДИО» 1974

**Голография. Методы и аппаратура.** Под ред. Г60 В. М. Гинзбург и Б. М. Степанова. М., «Сов. радио», 1974.

376 с. с ил.

Обобщен многолетний опыт коллектива авторов по практическому применению голографии. Рассматриваются теоретические вопросы, связанные с проектированием голографической аппаратуры в оптическом и СВЧ диапазонах.

Книга предназначена для инженеров, аспирантов и научных работников, занимающихся разработкой голографических методов и приборов, а также для специалистов, интересующихся применением голографии в различных областях науки и техники.

6Ф4

Г 30401-089  
Г 046(01)-74 8-74

Редакция литературы по вопросам космической радиоэлектроники

Вера Моисеевна Гинзбург, Борис Михайлович Степанов, Евгений Алексеевич Антонов, Николай Георгиевич Власов, Валентин Михайлович Курбатов, Геннадий Генрихович Левин,

Вячеслав Михайлович Мещанкин, Геннадий Николаевич Павлыгин, Эрик Гершенович Семенов, Светлана Павловна Толпина, Валерий Яковлевич Царфин, Юрий Игоревич Филенко

#### ГОЛОГРАФИЯ. МЕТОДЫ И АППАРАТУРА

Под редакцией В. М. Гинзбург и Б. М. Степанова

Редакторы Е. В. Вязова, В. Ю. Севастьянова  
Художественный редактор В. Т. Сидоренко  
Обложка художника Л. А. Рабенау  
Технический редактор О. Д. Кузнецова  
Корректор Н. М. Давыдова

Сдано в набор 11.VI-74 г. Подписано в печать 3.X.-74 г. Т-17029  
Формат 60×90/16 Бумага типографская № 2  
Объем 23,5 усл. п. л., 26,995 уч.-изд. л.  
Тираж 12 500 экз. Зак. 974 Цена 1 р. 51 к.  
Издательство «Советское радио», Москва, Главпочтамт, а/я 693

Московская типография № 4 «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли Москва, И-41, Б. Переяславская, 46.

Г 30401-089  
Г 046(01)-74 8-74

© Издательство «Советское радио», 1974

#### Предисловие

В 1948 г. английский ученый Д. Габор предложил метод записи и восстановления волнового фронта [1], который назвал голографией (от греческого слова «голос», что означает весь).

Голографический метод записи волновых фронтов на фотопластинке (голограмме) в отличие от фотографического, дающего только плоское изображение объекта, дает полный образ объекта.

В 1962 г. были предложены еще два метода записи волновых фронтов, значительно расширившие возможность голографии. Советский ученый Ю. Н. Денисюк предложил метод записи голограмм на толстослойных эмульсиях во встречных пучках [2] и американские ученые Э. Лейт и Ю. Упатниекс — так называемую «двухлучевую» схему голографирования [3].

Активное развитие голографии началось с 1962—1963 гг. с появлением лазеров, обеспечивающих возможность получения когерентного излучения, необходимого для записи голограмм.

В настоящее время число опубликованных работ по голографии исчисляется тысячами и непрерывно растет.

Голография стала популярной не только среди узкого круга специалистов в данной области. Возможности голографии высоко оцениваются учеными и инженерами различного профиля и широкой научной общественностью.

Д. Габор в 1971 г. за изобретение голографии был удостоен Нобелевской премии. Ю. Н. Денисюку за предложенный метод записи голограмм и последующие работы в области голографии в 1971 г. присуждена Ленинская премия. Столь высокая оценка работ основоположников голографии свидетельствует о важности этой отрасли науки и техники.

Голография открывает новые пути для исследований в различных областях естествознания и совершенствования производственных процессов.

В настоящее время в Советском Союзе и за рубежом быстро увеличивается число голографических разработок и ассигнований на эти работы.

Голография возникла на базе двух технических наук: оптики и радиотехники. В оптике наблюдают и изучают законы прохождения пространственных спектров и образов объектов через оптические тракты. Причем классическая оптика изучает линейные преобразования пространственных образов (спектров) оптическими системами. В радиотехнике наблюдают и изучают законы прохождения временных сигналов через радиотехнические тракты, в которых, как правило, присутствуют преобразователи (модуляторы, детекторы, корреляторы), совершающие нелинейные преобразования временных сигналов.

В голографии, как и в оптике, подвергаются обработке и наблюдению пространственные спектры и образы объектов, но они проходят через тракты, содержащие, как и в радиотехнике, нелинейные элементы, которые по своему действию эквивалентны радиотехническим детекторам, модуляторам, корреляторам.

Таким образом, голографический процесс аналогичен процессу в радиотехническом передающем или приемном тракте, в котором временные сигналы, являющиеся функциями одной координаты времени, заменены на пространственные образы, в общем случае зависящие также от времени, т. е. являющиеся функциями трех или четырех координат. Уже только из этого очевидны огромные возможности голографии, позволяющие воспроизвести практически все известные в радиотехнике процессы, но с увеличением на три единицы количества степеней свободы.

Имеющиеся в настоящее время публикации по голографии можно разделить на три группы\*):

К первой группе следует отнести специальные монографии, полностью или частично посвященные изложению основ голографии и когерентной оптики, а также популярные книги обзорного характера [4—13]. К этой группе можно также отнести труды различных голографических симпозиумов, конференций и школ [14—18], а также труды институтов, посвященные голографии [19, 20].

Ко второй, наиболее многочисленной группе публикаций относятся сообщения о различных направлениях и применениях голографии. Некоторые представления об этом потоке информации можно получить из обзоров [21—23].

К третьей группе относятся статьи о разработанной аппаратуре и ее применении [24—27], а также большое число рекламных сообщений в зарубежных журналах о разработанных голографических камерах, отдельных приспособлениях для голографических схем, специальных лазерах и фотоматериалах для голографии и др.

Из имеющихся в литературе данных нам неизвестны работы, в которых обобщены вопросы, связанные с практическими применениями голографии и разработанной аппаратурой. Цель настоящей книги в некоторой степени восполнить этот пробел. В книге рассматривается ряд проблем практической голографии, теоретические вопросы проектирования голографической аппаратуры, приводится описание разработанной аппаратуры и ее практического применения в науке и технике.

В гл. 1—2 формулируются задачи практической голографии применительно к измерительной технике. Описываются известные методы и средства голографии и на примере оптической голографии излагается ряд основных положений теории голографии с точки зрения обоснования необходимых для практики требований к голографическим схемам.

В гл. 3—4 рассматриваются теоретические и практические вопросы, связанные с реализацией методов голографии в СВЧ диапазоне волн.

\* ) Авторы здесь и далее не стремятся дать полный обзор имеющихся публикаций и в основном приводят ссылки на основополагающие работы и на работы, имеющие прямое отношение к оригинальным работам авторов, изложенным в данной книге.

Главы 5—7 посвящены методам обработки и анализа голографической информации.

В гл. 8 содержится описание ряда разработанных голографических приборов, выпускаемых промышленностью.

В гл. 9—10 приведены результаты практических применений голографических методов и разработанной аппаратуры в ряде областей науки и техники.

В связи со стремлением авторов охватить широкий круг вопросов отдельные главы книги отличаются по сложности изложения, и поэтому авторы рекомендуют следующий порядок чтения книги: читателям, работающим в области изучения основ голографии и разрабатывающим голографическую аппаратуру, можно пропустить первую (вводную) главу. Читателям, не являющимся специалистами в области голографии, но желающим применять методы голографии в различных областях науки и техники, при первом чтении следует пропустить гл. 2—7, представляющие интерес для более подготовленного читателя.

Книга написана коллективом авторов под общей редакцией В. М. Гинзбург и Б. М. Степанова. При написании книги материал распределен следующим образом. Гл. 2 написана Е. А. Антоновым; гл. 3, § 4.3, 4.6 и приложение 3 написаны В. М. Мещанкиным; § 7.1, 7.2, 10.5 написаны Ю. И. Филенко; § 7.3, 9.6 написаны В. Я. Царфиним; § 7.4, 7.5, 8.3, 9.5 написаны Н. Г. Власовым; § 8.7 написан Э. Г. Семеновым; приложения 1, 2 написаны В. М. Гинзбург; предисловие, гл. 1 написаны В. М. Гинзбург и Б. М. Степановым; § 4.1, 4.2, 4.4, 4.5, 9.7 написаны В. М. Гинзбург и В. М. Мещанкиным; гл. 5 написана В. М. Курбатовым и Г. Н. Павлыгиным; § 9.4 написан Н. Г. Власовым и Э. Г. Семеновым; § 10.2 написан Е. А. Антоновым и Б. М. Степановым; гл. 6 написана В. М. Гинзбург, Г. Г. Левиним и С. П. Толпиной; § 8.1, 10.3, 10.4 написаны В. М. Гинзбург, Б. М. Степановым и В. Я. Царфиним; § 8.2, 9.1—9.3 написаны В. М. Гинзбург, Э. Г. Семеновым и Б. М. Степановым; § 8.4 написан В. М. Гинзбург, В. М. Мещанкиным и Б. М. Степановым; § 10.1 написан В. М. Гинзбург, Б. М. Степановым и Ю. И. Филенко; § 8.5, 8.6 написаны В. М. Гинзбург, В. М. Курбатовым, Г. Н. Павлыгиным и Б. М. Степановым.

Авторы выражают благодарность за любезно предоставленные материалы Ю. Н. Денисюку (описание СИН) и Ю. И. Островскому (описание резольвометра).

Авторы глубоко признательны рецензентам книги: чл.-корр. АН СССР Л. Д. Бахраху, докт. физ.-мат. наук Ю. И. Островскому, канд. техн. наук А. П. Курочкину и канд. физ.-мат. наук М. М. Бутусову за ряд ценных указаний, учтенных при доработке книги.

Авторы надеются, что книга окажется полезной для специалистов, работающих в области голографии, а также для широкого круга научных работников и инженеров, работающих в различных областях науки и техники, интересующихся практическим применением новых методов измерений.

В. М. Гинзбург,  
Б. М. Степанов

## ГОЛОГРАФИЯ В ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ

## 1.1. Применения голографии

Голография — это метод записи волнового фронта, рассеянного объектом на некотором регистраторе (например, на плоской фотопластинке), и последующего восстановления записанного волнового фронта. Она позволяет получать с помощью одного измерительного прибора, одновременно очень большую и, как правило, непрерывную информацию об объекте измерения. В отличие от обычной фотографии на фотопластинке (голограмме) записывается не изображение объекта, а волновая картина рассеянного объектом света. Голограмма получается в результате интерференции разделенного на две части монохроматического потока электромагнитного (или акустического) излучения: рассеянного голографируемым объектом и прямого (опорного) пучка, падающего на голограмму, минуя объект. Интерференционная картина, зарегистрированная на проявленной фотопластинке в результате сложения волновых фронтов, отображается на ней в виде совокупности интерференционных полос с различной плотностью почернения. Наибольшая плотность почернения соответствует волновым фронтам, пришедшим в фазе (где поля складываются), а наименьшая — волновым фронтам, пришедшим в противофазе. Таким образом, отображаемая на голограмме картина волновых фронтов в общем случае не имеет сходства с реальным объектом и тем не менее содержит информацию об объекте.

При восстановлении записанного на фотопластинке волнового поля голограмма просвечивается только опорным лучом. В результате возникают два видимых объемных изображения голографируемого объекта — мнимое и действительное. При фотографировании мнимого изображения фотоаппарат можно сфокусировать на отдельные детали объекта, расположенные на различных расстояниях от плоскости голограммы. Действительное изображение в различных его сечениях может регистрироваться непосредственно на фотопластинку без применения фотоаппарата.

Голограммы обладают рядом интересных свойств. Так, например, волна от каждой точки диффузно отражающего объекта (либо прозрачного объекта, освещенного через диффузный рассеиватель) распределяется по всей голограмме. Если такую голограмму разбить на куски, то по любому из них можно восстановить изображение всего объекта. Интересным свойством восстановленных голографических изображений является возможность их взаимодействия с реальными объектами,

освещенными тем же источником, что и голограмма, либо с другими голографическими изображениями. На этом свойстве основаны голографическая интерферометрия, пространственная фильтрация и распознавание образов [28—30]. Не менее интересной является возможность регистрации ряда голограмм на одну фотопластинку при помощи нескольких опорных пучков, падающих на нее под различными углами [31]. Вращая такую фотопластинку при восстановлении, можно наблюдать десятки кадров быстропротекающих процессов.

Благодаря возможностям, свойственным голографии, голографический метод находит многочисленные практические применения. Большинство этих применений относится к технике измерений различных стационарных и динамических объектов. Из практических применений голографии в оптическом диапазоне частот в первую очередь следует отметить объемные измерения при помощи стереоскопических и интерферометрических методов.

Стереоскопические методы позволяют определять, так же как это делается в фотограмметрии, форму объекта по его объемному голографическому изображению и координаты характерных точек объекта. Такие измерения можно производить методом «реальной марки» [32] либо с помощью фотодатчика, автоматически перемещающегося в области действительного изображения объекта [33]. Для увеличения точности и удобства измерения на поверхности объемного изображения создают систему линий путем последовательной записи на одной и той же пластинке двух голограмм с незначительным различием в длине волны источника излучения либо с двумя близкими по углу с сигнальными лучами [34]. Для этих же целей объект может быть помещен в сосуд, который поочередно заполняют двумя различными газообразными средами с заранее известными показателями преломления [35].

Используя стереоскопические методы, можно по объемным голографическим изображениям определять форму осколков взрыва, пузырей в газожидкостном потоке, а также координаты их центров [36], следы треков в пузырьковых камерах\*), обнаруживать патологические изменения внутреннего строения глаза человека по его трехмерному изображению [37]. При этом в отличие от обычных стереоскопических изображений голографическое изображение может рассматриваться с различных ракурсов, вплоть до получения полного изображения объекта с углом обзора  $360^\circ$  [38].

В качестве иллюстрации на рис. 1.1 показаны две фотографии (стереопара) модели космического аппарата «Луна-9», снятые с одной голограммы под двумя ракурсами. В гл. 10 приведены фотографии восстановленных изображений быстро движущихся отражающих объектов: факела центробежной форсунки [36], пузырьков газа в дизельном топливе [39], следов треков разлета осколков взрывающейся проволочки [40].

\*) Получение четких объемных изображений быстро движущихся объектов затрудняется из-за влияния эффекта Доплера, приводящего к смещению частоты отраженного сигнального потока относительно опорного. Для преодоления этой трудности используются импульсный источник излучения и специальные методы, описанные в гл. 2.

Голографические методы регистрации объемных изображений имеют особое значение в микроскопической технике. Так как микроскоп с большим увеличением имеет очень небольшую глубину поля зрения, с его помощью можно одновременно наблюдать только небольшие участки сцены, которые находятся в непосредственной близости от фокальной плоскости микроскопа. Для наблюдения всей сцены по глубине необходимо производить перефокусировку микроскопа. Если предметом изучения являются движущиеся микрообъекты, например живые организмы в некотором объеме жидкости, то за время перефокусировки микроскопа микроорганизмы могут переместиться в пределах сцены, что может создать искаженное представление об изучаемых объектах и их количестве. Техника голографии позволяет преодолеть эту труд-

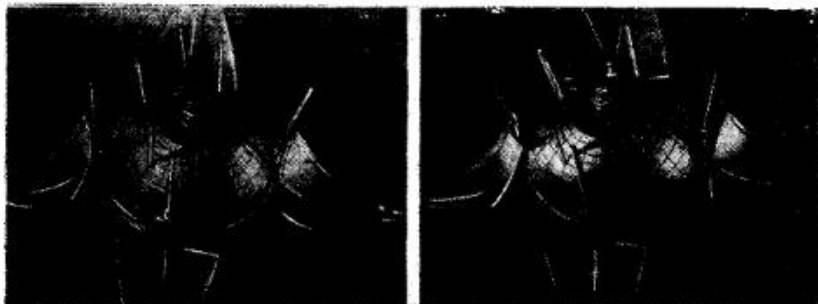


Рис. 1.1. Восстановленные изображения модели космического аппарата «Луна-9», снятые с различных ракурсов с одной голограммы (стереопара).

ность. Для этого необходимо произвести голографирование изучаемой области через объектив микроскопа, имеющий сравнительно большую глубину резкости, с помощью импульсного источника излучения либо с помощью скоростной кинокамеры при непрерывном излучении. Полученные объемные изображения следует затем рассматривать через окуляр микроскопа, который можно фокусировать на различные плоскости полученной объемной картины «застывших» микроорганизмов. С помощью этого метода можно наблюдать жизнедеятельность различных простейших организмов [41], деление живых клеток [42], изучать свойства жидкостей и газов, содержащих примеси микроскопических частиц, и др.

Голографическая интерферометрия имеет ряд преимуществ по сравнению с обычной интерферометрией. В голографическом интерферометре благодаря возможности регистрации волновых фронтов в различные моменты времени используется, как правило, один и тот же оптический тракт. Это позволяет производить сравнение волновых фронтов от реальных объектов с волновыми фронтами, восстановленными с заранее полученных голограмм образцовых объектов, либо сравнение волновых фронтов от одного и того же объекта, полученных в различные моменты времени.

В классических интерферометрах используются два точно выравненных оптических тракта, так как здесь интерференционная картина возникает только при одновременном существовании обоих сравниваемых изображений. Голографический интерферометр не только обладает всеми возможностями обычного интерферометра, но имеет ряд новых. Так, например, методами голографической интерферометрии в отличие от классической можно изучать деформации отражающих трехмерных объектов сложной формы и объемные распределения различных физических параметров внутри преломляющих (фазовых) объектов.

Для получения голографических интерферограмм используются в основном два метода: метод двойной экспозиции и метод наблюдения интерферограмм в реальном масштабе времени.

В методе двойной экспозиции [43] на одной фотопластинке при неизменном опорном пучке регистрируются две голограммы объекта: одна до приложения возмущающих сил или до начала процесса и вторая через некоторый интервал времени после приложения сил или начала процесса. Очевидно, что волновые фронты от участков объектов, в которых не произошли изменения за время между экспозициями (например, в неподвижных стенках сосуда), не создадут интерференционных полос в восстановленном изображении объекта. Поэтому качество голографической интерферограммы в отличие от классической не зависит от качества прозрачных стенок, за которыми происходит изучаемый процесс. Метод двойной экспозиции в основном используется при изучении быстротекающих процессов.

Метод наблюдения интерферограмм в реальном масштабе времени [44] используется в большинстве случаев при наблюдении сравнительно медленных процессов либо при контроле с помощью одной голограммы серии стационарных объектов.

Способы реализации этого метода различны для двух типов объектов. Для непрозрачных (отражающих) объектов на фотопластинке регистрируют голограмму начального состояния отражающего объекта. Фотопластинка при этом обрабатывается на месте экспонирования. Если при тех же опорном и сигнальном лучах наблюдать тот же отражающий объект через голограмму, то при изменении формы объекта (от сжатия, нагрева и т. п.) наблюдатель увидит интерференционную картину, возникающую в результате суперпозиции восстановленного с голограммы волнового поля, формирующего мнимое изображение объекта, и поля, отраженного от реального объекта. По полученной интерференционной картине можно вычислить распределение деформаций на поверхности объекта, вызванных приложенными возмущающими силами.

Для прозрачных (преломляющих) объектов сначала голографируется «пустая» сцена (без объекта), например: столик, освещенный сзади рассеянным светом от матового стекла, кювета с водой и т. п. Фотопластинка, на которой регистрируется поле сигнальной и опорной волны, проявляется так же, как и в первом случае, на месте экспонирования. Если теперь поставить на столик прозрачный объект (например, стеклянную плоскопараллельную пластинку) либо в кювету с водой бросить кристалл соли, то через проявленную голограмму можно наблюдать интерференционную картину, возникающую на фоне матового стек-

ла. Эта картина образуется в результате суперпозиции волнового поля, восстановленного с голограммы и преломленного реальным объектом. По полученной интерференционной картине можно вычислить распределение показателя преломления внутри объекта. В наших примерах это позволяет оценить качество (однородность) стеклянной пластинки либо пространственное распределение плотности раствора в процессе растворения кристалла соли в воде.

Оба метода голографической интерферометрии находят широкое применение: при измерениях пространственных распределений электронов, ионов и нейтральных частиц в плазме [10, 45], давления в струе



Рис. 1.2

Рис. 1.2. Интерферограмма пламени спиртовки, полученная в реальном масштабе времени.



Рис. 1.3

Рис. 1.3. Голографическая интерферограмма СВЧ узла, полученная в реальном масштабе времени.

газа или жидкости, в области взрыва [40], распределения конвекционных потоков в жидкости при местном ее нагреве, плотности при перемешивании различных жидкостей и явлении электролиза [46], распределения плотности вещества в светящемся пламени [47] и др. В качестве примера на рис. 1.2 приведена интерферограмма пламени спиртовки, снятая в реальном масштабе времени.

С помощью указанных методов голографической интерферометрии можно также создать новые объективные методы неразрушающего контроля качества изделий и выявления скрытых дефектов [48, 49]. Так, например, фирма Optronics применила голографическую интерферометрию для выявления незначительных дефектов внутри автомобильной шины [50]. Способ контроля основан на методе последовательных экспозиций на одну голограмму двух состояний автомобильной покрышки — первого в нормальном состоянии и второго при ее подкачке слегка нагретым воздухом. Этот способ контроля позволяет обнаруживать участки некачественной склейки резины на глубине в 20 слоев от поверхности покрышки. Та же фирма сконструировала голографическую установку массой более 10 т для контроля качества швов крыльев самолета и сварки металлических листов с сотовыми конструкциями размером до 2 м<sup>2</sup>. Этот же метод используется для контроля

лопаток турбин, сложных структур типа резина-металл, проверки металлических цилиндров, для исследования деформаций, вызванных различными механическими факторами (давлением или изгибом), и др. В качестве примера на рис. 1.3 приведена отражательная интерферограмма СВЧ узла, наблюдающаяся в реальном времени. Интерференционная картина вызвана точечным сжатием узла с помощью струбины. На рисунке виден излом интерференционных полос в месте спайки двух деталей конструкции.

Другим видом интерференционного сравнения различных состояний одного и того же объекта является голографическая регистрация вибрирующих объектов методом длительной однократной экспозиции [51]. Действительно, при такой регистрации на голограмме записываются все последовательные положения объекта. При этом на восстановленном изображении образуется интерференционная картина, соответствующая тем крайним положениям объекта, в которых во время экспозиции он был неподвижен.

Применение голографической интерферометрии фазовых прозрачных объектов, в особенности метода наблюдения в реальном времени, очень перспективно для создания систем отбраковки различных изделий, например оптических деталей. Исследования, связанные с отбраковкой и контролем качества оптических стекол для зеркал резонаторов квантовых генераторов, показали что в отличие от методов контроля качества стекол по отражению и пропусканию, обычно применяемых на заводах-изготовителях и дающих только интегральные сведения об образце, голографические методы позволяют контролировать качество стекол дифференцированно по всей поверхности. В качестве примера на рис. 8.14 (см. гл. 8) приведены интерферограммы плоскопараллельной пластинки и обычной стеклянной фотопластинки без эмульсии [46]. Эти методы могут быть также использованы для контроля однородности и толщины тонких пленок [52], качества выращенных кристаллов [53] и др.

Сочетая интерферометрию с методами голографической пространственной фильтрации [28—30], принципиально можно осуществлять такие операции, как отождествление изготовленных изделий с голографическими изображениями их стандартных образцов, которые в свою очередь могут быть созданы путем машинного голографического синтеза (см. гл. 6). На этих принципах возможно создание поточных линий с непрерывным неразрушающим контролем качества и отбраковки стекол, стекловолокон, оптических линз, различных прозрачных изделий, а также в ряде случаев и отражающих объектов сложной формы.

В настоящее время перечисленные возможности голографии могут быть практически реализованы с использованием излучения в широком диапазоне электромагнитных и акустических волн. Это позволяет применить голографические методы измерений для непрозрачных для света объектов и, в частности, методами акустической голографии решать задачи объемной интроскопии применительно к контролю различных металлических, керамических и других изделий. В сейсмических и океанографических исследованиях и при изучении форватеров рек акустическая голография открывает новые возможности обнару-

жения, определения местонахождения и опознания различных объектов, слоев грунта и др. [54]. В биологии и медицине акустическая голография позволяет вести исследование различных биологических объектов, в том числе решать задачи диагностики различных опухолевых заболеваний [55]. При внутренних исследованиях человеческого организма акустическая голография сможет обеспечить четкое восстановленное изображение изучаемого объекта. Таким путем можно просматривать мягкие ткани, кровеносные сосуды, внутренние органы и т. п., что невозможно сделать с помощью рентгеновских исследований.

Применение методов голографии с использованием СВЧ диапазона [56] открывает дополнительные возможности исследований, недостижимых или труднодостижимых при использовании оптической голографии. Использование СВЧ диапазона дает возможность голографирования в темноте и за непрозрачными для света препятствиями (например, обнаружение скрытого оружия [57]), получения голограмм и интерферограмм больших сцен и крупномасштабных процессов, таких, как реальный взрыв, пламя и т. д., голографирования на относительно больших расстояниях от объекта и др. В гл. 8 приведены примеры восстановленных изображений крупных объектов, снятых в СВЧ диапазоне при сравнительно небольших размерах голограммы.

Выше рассматривались различные возможности изучения объемных свойств объектов по их голографическим изображениям или интерферограммам. Следует отметить другое важное применение голографии, а именно изучение с ее помощью амплитудных и фазовых распределений на выходе источников излучения [58, 59], например в раскрыве антенн, по торцу лазера и т. п.

При использовании голографических интерферометров сдвига можно изучать степень когерентности различных источников излучения, в том числе тепловых [60].

Для когерентных источников голография позволяет также осуществлять измерения пространственной структуры мод [61] и пространственного распределения поляризационных характеристик электромагнитного поля ОКГ. Определение перечисленных характеристик может быть выполнено путем непосредственной обработки голограммы в плоскости сечения исследуемого поля. Таким методом можно изучать не только собственное поле источника излучения, но и искажения, вносимые в структуру поля различными элементами оптического или СВЧ тракта.

В § 9.7 приведены СВЧ голограммы поля на выходе линзы Люнеберга. Обработка этих голограмм позволяет получать количественные данные об искажениях амплитуды и фазы поля в раскрыве антенны.

Для ускорения процессов количественной обработки данных, получаемых с помощью голографических методов, используются ЭВМ (см. гл. 6) и специальные устройства ввода — вывода голографической информации (см. гл. 5 и 8).

Цель настоящей главы — ознакомить читателя с кругом вопросов, рассматриваемых в книге. Поэтому здесь описаны только основные возможности использования голографии для измерений и указаны некоторые области ее применения. Несомненно, что с развитием методов

голографии появятся новые области ее применения, позволяющие производить измерения с большой точностью, в том числе в областях науки и техники, где прямые измерения в настоящее время невозможны.

## 1.2. Методы и средства голографии

В настоящее время существует много голографических методов и схем, которые могут быть использованы для решения широкого круга задач, возникающих в процессе научных исследований и при решении конкретных технических проблем. Опыт показал, что внедрение методов голографии в практику наталкивается на трудности, связанные с выбором наиболее простого метода для решения конкретной задачи. Такой выбор бывает трудно сделать «потребителю» голографии на первых его шагах, когда он еще не имеет достаточных знаний и опыта в области голографии.

Для облегчения выбора оптимальных методов и средств голографии в настоящем параграфе приводятся краткие сведения о возможных применениях известных методов и схем голографии, а также о разработанных в СССР и выпускаемых промышленностью голографических установках, вспомогательном оборудовании, программах для ЭВМ и др. Эти сведения содержатся в приложениях 1—3. Состав комплекса голографической аппаратуры изображен на рис. 1.4.

В приложении 1 указаны основные методы голографии и возможные области их применения в зависимости от характера излучения используемых источников освещения объектов. Эти методы в большинстве случаев пригодны для любых диапазонов волн при использовании когерентных источников излучения. В приложении 1 не приведены методы, не требующие источников излучения или допускающие применение некогерентных источников излучения. К этим методам относятся: метод машинного синтеза голограмм (см. гл. 6), имеющий ряд важных применений, и метод получения голограмм в белом свете [62], позволяющий получать голограммы небольших транспарантов при малой освещенности [63].

В приложении 2 приведены основные методы съема и обработки голографической информации и области их применения в зависимости от вида информации. В приложении 3 приведены методы, характерные для СВЧ голографии.

В приложениях 1—3 указаны основные преимущества и недостатки каждого метода. Но в этих приложениях отсутствует ряд методов, не относящихся к проблемам, затрагиваемым в данной книге, либо имеющих слишком узкую область применения. Очевидно, что указанные в приложениях отдельные применения того или иного метода не являются единственно возможными и выбраны в качестве примера для характеристики области применения данного метода.

На рис. 1.4 указаны назначения отдельных приборов и функциональные связи между ними. Помимо приборов в комплекс включены также разработанные программы для машинной обработки голографической информации на ЭВМ. Приведенный комплекс голографических средств позволяет реализовать большинство перечисленных в приложениях 1—

3 методов получения и обработки голографической информации для решения широкого круга практических задач, подобных указанным в этих таблицах. Из общего комплекса, показанного на рис. 1.4, можно комплектовать частные комплексы голографических средств, необходимые для решения конкретных задач.

В заключение приведем примеры пользования методами, указанными в приложениях, и аппаратурой рис. 1.4.

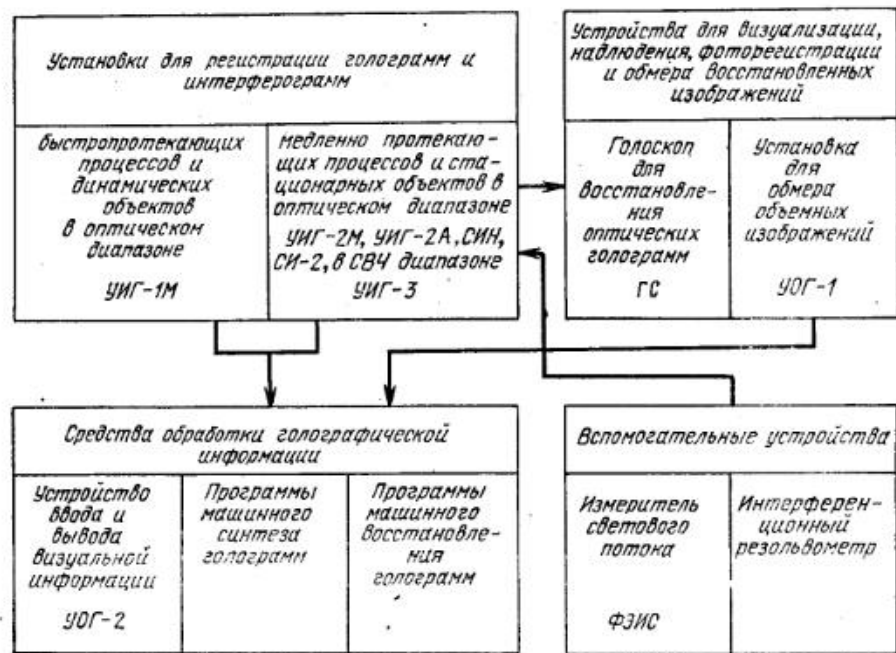


Рис. 1.4. Состав комплекса голографической аппаратуры.

**Пример 1.** Пусть требуется исследовать методами оптической голографии (на прозрачных моделях) процессы в дизельном топливе в области движущегося поршня двигателя, сопровождающиеся образованием газовых пузырей. Согласно приложению 1 наиболее подходящим для этого является метод 6 при импульсном диффузном освещении, с помощью которого изучались подобные газожидкостные потоки. Из рис. 1.4 следует, что для получения голограмм таких процессов можно применить установку УИГ-1М. Согласно приложению 2 и этому рисунку восстановленное изображение с полученных голограмм можно качественно наблюдать с помощью метода 8 на голоскопе ГС либо получать количественные данные о координатах и размерах пузырей, если применить методы съема данных 2 или 3 и установку УОГ-1.

При комплектовании аппаратуры желательно иметь также вспомогательные приборы указанные на рисунке, помогающие контролировать работу установок и качество применяемых фотоматериалов.

**Пример 2.** Пусть необходимо по виду голографических интерферогрaмм проверять качество оптических стекол при массовом их изготовлении. Согласно приложению 1 наиболее удобным и быстродействующим является метод 16 при диффузном непрерывном излучении. Из рис. 1.4 следует, что метод реализуется с помощью установок УИГ-2М, УИГ-2А или СИИ. В случае, если проверка качества оптических элементов производится человеком, специальные методы обработки полученной информации не требуются. Для автоматического контроля согласно приложению 1 можно использовать, например, метод 12, который может быть реализован на установках УИГ-2М и УИГ-2А.

**Пример 3.** Задача заключается в получении изображений стационарных объектов, расположенных за оптически непрозрачными (но прозрачными для СВЧ) стенками. Пользуясь теми же приложениями и рис. 1.4, можно выбрать, например, следующие варианты методов и аппаратуры: получение голограмм осуществляется методом 2 (приложение 1) на установке УИГ-3. Восстановленное изображение можно получить двумя путями. Один из них — оптическое уменьшение масштаба голограммы (метод 5 приложения 2) и далее оптическое восстановление. Такой метод пригоден для плоских объектов, когда несущественны масштабные искажения, вызванные различными коэффициентами уменьшения масштаба для поперечных и продольных размеров восстановленного изображения объекта. Вторым путем — ввод изображения голограммы в ЭВМ с помощью входного устройства установки УОГ-2 и машинное восстановление с выводом различных по глубине сечений изображения на выходное устройство установки УОГ-2. Этот метод свободен от масштабных искажений, но требует значительного времени на обработку. Для получения объемных копий объекта, т. е. его скульптурных изображений, можно воспользоваться методом 2 или 3 приложения 2.

Приведенные здесь примеры иллюстрируют возможные варианты выбора голографических методов и требуемой голографической аппаратуры для решения конкретных задач.

В гл. 8—10 приведены примеры решения некоторых конкретных задач методами голографии с применением указанной на рис. 1.4 аппаратуры.

## Глава 2

### ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ

#### 2.1. Интерференция монохроматических волн

Плоскую монохроматическую волну можно представить следующим образом:

$$E \exp [i(\omega t - kR + \varphi)].$$

Здесь  $E$  — векторная амплитуда электрического поля,  $\omega$  — циклическая частота электромагнитной волны,  $k$  — волновой вектор, связан-



ный с единичным вектором  $\mathbf{n}$  распространения волны соотношением

$$\mathbf{k} = \mathbf{n}\omega/c, \quad (2.1)$$

где  $c$  — скорость света;  $\varphi$  — начальная фаза;  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор точки наблюдения.

Мгновенное распределение интенсивности излучения  $I(\mathbf{R}, t)$  в зоне интерференции двух монохроматических волн определяется квадратом действительной части суммы электрических полей интерферирующих волн, т. е. выражением

$$I(\mathbf{R}, t) = [\operatorname{Re} [E_1 \exp [i(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{R} + \varphi_1)] + E_2 \exp [i(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{R} + \varphi_2)]]^2. \quad (2.2)$$

Здесь  $I(\mathbf{R}, t)$  — интенсивность излучения в точке наблюдения, задаваемой радиус-вектором  $\mathbf{R}$ , в момент времени  $t$ .

Плоскость, в которой располагаются волновые векторы  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  (или векторы  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$ ), назовем плоскостью схождения интерферирующих волн, а угол между этими векторами — углом схождения интерферирующих волн\*). Естественно данную плоскость определить нормальным к ней единичным вектором  $\mathbf{n}_0$ , направленным вдоль вектора  $[\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2]$ , т. е.

$$\mathbf{n}_0 = [\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2] / |[\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2]|. \quad (2.3)$$

Определим распределение мгновенной интенсивности излучения  $I(\mathbf{R}, t)$  в частном случае: при интерференции двух монохроматических волн с равными амплитудами, плоскости поляризации которых перпендикулярны плоскости схождения волн\*\*), т. е. при

$$E_1 = E_2 \quad (2.4)$$

$$\mathbf{e}_1 \mathbf{n}_0 = \mathbf{e}_2 \mathbf{n}_0 = 0. \quad (2.5)$$

Здесь  $\mathbf{e}_1$  и  $\mathbf{e}_2$  — единичные векторы, совпадающие по направлению с  $E_1$  и  $E_2$  соответственно, т. е.

$$\mathbf{e}_m = E_m / E_m, \quad (2.6)$$

где  $m = 1$  или  $2$ .

Выполняя соответствующие преобразования в выражении (2.2) с учетом (2.4) и (2.5), получаем

$$I(\mathbf{R}, t) = 2I_0 \{1 + \cos [(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2)]\} \{1 + \cos [2\omega t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \mathbf{R} + \varphi_1 + \varphi_2]\}. \quad (2.7)$$

\*) В частном случае при падении интерферирующих волн на регистратор, нормаль к которому лежит в плоскости схождения, плоскость схождения является одновременно плоскостью падения обеих волн на регистратор, а алгебраическая разность углов падения волн равна их углу схождения.

\*\*) В соответствии с [1] плоскостью поляризации считается плоскость, в которой лежит электрический вектор.

Здесь величиной  $I_0$  обозначены средние значения интенсивности интерферирующих волн, определяемые соотношением

$$I_m = \frac{E_m^2}{2}, \quad (82)$$

где  $m$  может принимать значения 1 и 2.

Выражение (2.7) определяет распределение мгновенной интенсивности в зоне интерференции двух волн с равными по величине и направлению амплитудами электрических полей. Из выражения видно, что второй сомножитель (в фигурных скобках), зависящий от времени, определяет распределение интенсивности в волне, бегущей вдоль вектора  $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$  или вектора  $\mathbf{n}_1 + \mathbf{n}_2$ . Первый же сомножитель (в фигурных скобках) определяет пространственную модуляцию интенсивности этой волны, т. е. определяет распределение интенсивности в стоячей волне вдоль  $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$  или  $\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2$ .

Если в зоне интерференции разместить регистратор, например фотопластинку, то он зафиксирует усредненное по времени распределение интенсивности излучения. Усреднение выражения (2.7) по времени  $\Delta t \gg 1/\omega$  дает распределение интенсивности излучения в зоне интерференции двух монохроматических волн с равными амплитудами, которое может зафиксировать квадратичный регистратор:

$$I(\mathbf{R}) = 2I_0 [1 + \cos [(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2)]]. \quad (2.9)$$

Области пространства, характеризующиеся постоянным значением интенсивности излучения, можно определить из уравнения  $I(\mathbf{R}) = \text{const}$ . Решение этого уравнения имеет вид

$$(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2) = 2\pi m + C, \quad (2.10)$$

где  $C$  — постоянная;  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  Математически векторное уравнение определяет периодическую последовательность плоскостей постоянной фазы, нормальных вектору  $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ . При  $C = 0$  оно определяет плоскости, в которых интенсивность излучения имеет максимальное значение, а при  $C = \pi$  — плоскости, в которых интенсивность минимальна. Назовем плоскости первой последовательности плоскостями пучностей, а второй — плоскостями узлов, как это сделано в [2].

Определим пространственный период плоскостей узлов (или пучностей)  $\Lambda$ , т. е. расстояние между соседними плоскостями, определяемыми уравнением (2.10). Пусть  $\mathbf{R}_m$  и  $\mathbf{R}_{m+1}$  — радиус-векторы произвольных точек на плоскостях, заданных уравнением (2.10) для  $m$  и  $m+1$ . Очевидно, что расстояние между этими плоскостями определяется проекцией вектора  $\mathbf{R}_{m+1} - \mathbf{R}_m$  на вектор  $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ , т. е. скалярным произведением

$$\Lambda = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) (\mathbf{R}_{m+1} - \mathbf{R}_m) / |\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|.$$

Исключая из уравнений соседних плоскостей узлов постоянную, получаем

$$(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) (\mathbf{R}_{m+1} - \mathbf{R}_m) = 2\pi.$$

Подставляя скалярное произведение в полученное выше выражение, находим

$$\Lambda = 2\pi / |\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|. \quad (2.11)$$

Используя соотношение (2.1), величину  $|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$  можно выразить следующим образом:  $|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2| = \omega c^{-1} |\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2|$ , а выражение (2.11) принимает вид

$$\Lambda = \lambda / |\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2|, \quad (2.12)$$

где  $\lambda = 2\pi c / \omega$  — длина волны. По теореме косинусов имеем:  $|\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2|^2 = 2 [1 - \cos(\widehat{\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2})]$ . Откуда

$$|\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2| = 2 |\sin(0,5 \widehat{\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2})|. \quad (2.13)$$

Подстановка последнего выражения в (2.12) дает:

$$\Lambda = \lambda / 2 |\sin(0,5 \widehat{\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2})|. \quad (2.14)$$

Как видно из выражения (2.14), период плоскостей узлов определяется длиной волны излучения и углом схождения интерферирующих волн.

Выражение (2.9) можно переписать иначе, если ввести новую координатную ось  $z$  в направлении вектора  $(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)$ . Обозначив проекцию радиус-вектора  $\mathbf{R}$  на вектор  $(\mathbf{n} - \mathbf{n}_2)$  через  $z$ , т. е.

$$(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) \mathbf{R} / |\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2| = z,$$

получим

$$I(\mathbf{R}) = 2I_0 |1 + \cos[2\pi z / \Lambda - (\varphi_1 - \varphi_2)]|. \quad (2.15)$$

Из выражения (2.9) и аналогичного ему выражения (2.15) видно, что в зоне интерференции волн, имеющих равные амплитуды, минимальное значение интенсивности излучения  $I_{\text{мин}}$  равно нулю. Отсюда следует, что в направлении вектора  $(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)$  перенос энергии излучения полностью отсутствует. Перенос энергии в зоне интерференции осуществляется внутри периодических слоев, расположенных нормально вектору  $(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)$ , т. е. вдоль вектора  $(\mathbf{n}_1 + \mathbf{n}_2)$  или, другими словами, вдоль биссектрисы угла, образуемого направлениями распространения интерферирующих волн. Каждый такой слой размещается в плоскости пучности. Если в эту слоистую в пространстве энергетическую структуру поместить регистратор, то в местах пересечения регистратора слоями появятся интерференционные полосы и регистратор зафиксирует интерференционную картину (рис. 2.1). Период интерференционных полос на тонкослойном регистраторе (толщина которого много меньше длины волны используемого излучения) определяется выражением  $\Lambda_p = \Lambda / |\sin \delta|$ , где  $\delta$  — угол между проекцией нормали к регистратору на плоскость схождения и вектором  $\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2$ . Обычно этот угол выбирают равным  $\pi/2$ . При этом  $\Lambda_p = \Lambda$ , т. е. период интерференционной картины на регистраторе совпадает с периодом плоскостей пучностей.

Определим усредненное по времени распределение интенсивности для более общего случая интерференции двух монохроматических волн, а именно: для случая, когда из условий (2.4) и (2.5) выполняется только последнее. Для этого воспользуемся формулой теории комплексного переменного

$$\overline{(\text{Re } f)^2} = |f|^2 / 2 = ff^* / 2, \quad (2.16)$$

где  $f$  — гармоническая функция в комплексной форме;  $f^*$  — комплексно-сопряженная функция, а черта над выражением означает усреднение данного выражения по времени. Преобразуя выражение (2.2) в соответствии с формулой (2.16), получаем

$$I(\mathbf{R}) = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2)], \quad (2.17)$$

где через  $I_1$  и  $I_2$  обозначены соответствующие средние значения интенсивностей интерферирующих волн (2.8). Выражение (2.17) задает распределение интенсивности излучения, усредненное по времени, при интерференции двух монохроматических волн, имеющих различные интенсивности.

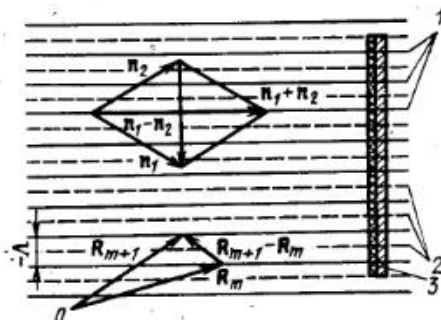
Для количественной оценки пространственной модуляции интенсивности излучения в зоне интерференции воспользуемся понятием видности  $B$  распределения интенсивности излучения, введенным Майкельсоном [3]. По определению,

$$B = (I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}) / (I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}). \quad (2.18)$$

Подставляя максимальные и минимальные значения функции  $I(\mathbf{R})$  в выражение (2.18), получаем

$$B_I = 2 \sqrt{I_1 I_2} / (I_1 + I_2). \quad (2.19)$$

При равенстве интенсивностей интерферирующих волн, т. е. при  $I_1 = I_2$ , в зоне интерференции в направлении вектора  $\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2$  существует чисто стоячая волна и видность достигает максимального значения:  $B_I = 1$ . При этом, как показано выше, перенос энергии излучения осуществляется только в направлении вектора  $\mathbf{n}_1 + \mathbf{n}_2$ , т. е. в перпендикулярном к вектору  $\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2$  направлении. Если интенсивности не равны, то  $B_I < 1$  из-за появления нескомпенсированной доли бегущей волны в направлении вектора  $\mathbf{n}_1$  или  $\mathbf{n}_2$ , что приводит к дополнительному переносу энергии в зоне интерференции в направлении одного из векторов  $\mathbf{n}_1$  или  $\mathbf{n}_2$  и к соответствующему уменьшению глубины пространственной модуляции интенсивности излучения.



2.1. Пространственное распределение интенсивности излучения в зоне интерференции двух монохроматических волн:

1 — плоскости пучностей; 2 — плоскости узлов; 3 — фотоэмульсионная пластинка; O — начало координат.

Произведем оценку нижнего предела  $V_{\text{доп}}$ , до которого можно допускать уменьшение видности  $V_I$ . Согласно критерию Релея две интерференционные полосы можно считать разрешенными, если провал интенсивности между ними составляет не менее 20% от значения интенсивности в максимуме, т. е.  $I_{\text{мин}}/I_{\text{макс}} \leq 0,8$ . Подставляя эту величину в соотношение (2.19), определяющее видность, получаем  $V_I \geq 1/9$ . Это позволяет определить предельно допустимый интервал соотношений интенсивностей интерферирующих волн  $1/300 \leq I_1/I_2 \leq 300$ . Если ограничиться более жестким критерием, применяемым в антенной технике, согласно которому провал интенсивности в распределении должен быть не менее 50%, то соответствующий допустимый интервал соотношений интенсивностей определяется условием

$$1/30 \leq I_1/I_2 \leq 30. \quad (2.20)$$

Следовательно, при значительном различии интенсивностей интерферирующих волн и соответственном уменьшении пространственной глубины модуляции из-за возникновения нескомпенсированной бегущей волны видность распределения интенсивности в зоне интерференции изменяется незначительно. Поэтому в экспериментальной практике уменьшать интенсивность одной волны в 5—10 раз относительно интенсивности другой считается допустимым, а в случае использования в качестве регистрирующего элемента фотопластинки, имеющей в начале рабочей характеристики нелинейный участок, — даже желательным, чтобы рабочий диапазон можно было сместить на линейный участок.

## 2.2. Влияние поляризации излучения при интерференции волн

Рассмотрим общий случай интерференции двух эллиптически поляризованных монохроматических волн.

Эллиптически поляризованная волна может быть представлена следующим образом:

$$[E'e' \exp(i\varphi') + E''e'' \exp(i\varphi'')] \exp[i(\omega t - \mathbf{kR} + \varphi)],$$

где  $E'$  и  $E''$  — амплитуды, а  $\varphi'$  и  $\varphi''$  — фазы соответствующих компонент волны. Направления колебаний векторов электрического поля компонент волны задаются единичными векторами  $e'$  и  $e''$ , которые в общем случае расположены произвольно друг относительно друга в пространстве. Для упрощения дальнейшего изложения будем считать эти векторы ортогональными, так как к этому случаю легко свести случай произвольного расположения векторных компонент волны. Для этого необходимо найти проекции каждой компоненты на два ортогональных направления, например на направление вектора одной из компонент и перпендикулярное ему направление, и просуммировать полученные вдоль каждого направления проекции. Ввиду ортогональности составляющих волн скалярное произведение  $(e'e'') = 0$ , а разность фаз  $\varphi'' - \varphi'$  при эллиптической поляризации удовлетворяет условию  $|\cos(\varphi'' - \varphi')| \neq 1$ .

В случае, если  $|\cos(\varphi'' - \varphi')| = 1$ , эллиптическая поляризация волны вырождается в линейную.

Распределение интенсивности излучения в зоне интерференции двух волн (с индексами 1 и 2), усредненное по времени, определяется в соответствии с формулой (2.16) выражением

$$I(\mathbf{R}) = 0,5 \{ [E'_1 e'_1 \exp(i\varphi'_1) + E''_1 e''_1 \exp(i\varphi''_1)] \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{R} + \varphi_1)] + [E'_2 e'_2 \exp(i\varphi'_2) + E''_2 e''_2 \exp(i\varphi''_2)] \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{R} + \varphi_2)] \}^2. \quad (2.21)$$

Выполняя в (2.21) соответствующие преобразования и вводя усредненные по времени интенсивности компонент интерферирующих волн  $I'_1, I''_1, I'_2$  и  $I''_2$  соотношениями (2.8), получаем:

$$I(\mathbf{R}) = I'_1 + I''_1 + I'_2 + I''_2 + 2\sqrt{I'_1 I'_2} e'_1 e'_2 \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2) - (\varphi'_1 - \varphi'_2)] + 2\sqrt{I''_1 I''_2} e''_1 e''_2 \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2) - (\varphi''_1 - \varphi''_2)] + 2\sqrt{I'_1 I''_2} e'_1 e''_2 \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2) - (\varphi'_1 - \varphi''_2)] + 2\sqrt{I''_1 I'_2} e''_1 e'_2 \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2) - (\varphi''_1 - \varphi'_2)]. \quad (2.22)$$

Средние значения интенсивностей излучения интерферирующих волн  $I_1$  и  $I_2$  связаны с интенсивностями ортогональных компонент соотношениями

$$I_1 = I'_1 + I''_1 \quad \text{и} \quad I_2 = I'_2 + I''_2. \quad (2.23)$$

В каждой паре интенсивностей  $I'_1, I''_1$  и  $I'_2, I''_2$  независимой является только одна из них, так как другую можно определить с помощью соотношений (2.23). Единичные векторы  $e'_1, e''_1$  и  $\mathbf{n}_1$ , а также векторы  $e'_2, e''_2$  и  $\mathbf{n}_2$  образуют ортогональную систему векторов. Не нарушая общности рассуждений, предположим для определенности, что эти векторы образуют правовинтовые системы. Тогда для выбранных векторов справедливы следующие соотношения:

$$e'_1 = [\mathbf{n}_1 e'_1], \quad e''_1 = [\mathbf{n}_1 e''_1], \quad (2.24)$$

т. е. в каждой паре векторов  $e'_1, e''_1$  и  $e'_2, e''_2$  независимым является только один вектор, так как другой вектор можно найти с помощью соотношений (2.24).

Суммируя слагаемые, содержащие косинусы, выражение (2.22) можно привести к виду

$$I(\mathbf{R}) = I_1 + I_2 + A \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2) - \varphi_0]. \quad (2.25)$$

Величина  $A$  определяется выражением

$$A^2 = [2\sqrt{I'_1 I'_2} e'_1 e'_2 \cos(\varphi'_1 - \varphi'_2) + 2\sqrt{I''_1 I''_2} e''_1 e''_2 \cos(\varphi''_1 - \varphi''_2) + 2\sqrt{I'_1 I''_2} e'_1 e''_2 \cos(\varphi'_1 - \varphi''_2) + 2\sqrt{I''_1 I'_2} e''_1 e'_2 \cos(\varphi''_1 - \varphi'_2)]^2 + [2\sqrt{I'_1 I'_2} e'_1 e'_2 \sin(\varphi'_1 - \varphi'_2) + 2\sqrt{I''_1 I''_2} e''_1 e''_2 \sin(\varphi''_1 - \varphi''_2) + 2\sqrt{I'_1 I''_2} e'_1 e''_2 \sin(\varphi'_1 - \varphi''_2) + 2\sqrt{I''_1 I'_2} e''_1 e'_2 \sin(\varphi''_1 - \varphi'_2)]^2. \quad (2.26)$$

а величина  $\varphi_0$  — выражением

$$\begin{aligned} & [\sqrt{I_1' I_2'} \mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2' \cos(\varphi_1' - \varphi_2') + \sqrt{I_1'' I_2''} \mathbf{e}_1'' \mathbf{e}_2'' \cos(\varphi_1'' - \varphi_2'') + \\ & + \sqrt{I_1' I_2''} \mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2'' \cos(\varphi_1' - \varphi_2'') + \sqrt{I_1'' I_2'} \mathbf{e}_1'' \mathbf{e}_2' \cos(\varphi_1'' - \varphi_2')] \times \\ & \times \operatorname{tg} \varphi_0 = \sqrt{I_1' I_2'} \mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2' \sin(\varphi_1' - \varphi_2') + \sqrt{I_1'' I_2''} \mathbf{e}_1'' \mathbf{e}_2'' \sin(\varphi_1'' - \varphi_2'') + \\ & + \sqrt{I_1' I_2''} \mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2'' \sin(\varphi_1' - \varphi_2'') + \sqrt{I_1'' I_2'} \mathbf{e}_1'' \mathbf{e}_2' \sin(\varphi_1'' - \varphi_2'). \quad (2.27) \end{aligned}$$

Выражение (2.25) определяет распределение интенсивности при интерференции двух монохроматических волн, которые имеют произвольные эллиптические поляризации.

Определим видность этого распределения. Из (2.25) следует:

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + A, \quad I_{\min} = I_1 + I_2 - A.$$

Подставляя эти значения в формулу (2.18), получаем выражение для видности

$$B = A / (I_1 + I_2). \quad (2.28)$$

Отметим, что выражение (2.28) может характеризовать видность интерференционной картины, зафиксированной на каком-либо регистраторе, если он не чувствителен к поляризации излучения.

Интерферирующие волны обычно формируются пространственным делением исходной волны с помощью светоделителя. В качестве светоделителя может использоваться плоскопараллельная пластина или призма из стекла с соответствующим покрытием. Выбором коэффициента пропускания покрытия можно добиться деления падающего излучения в требуемом отношении. Предположим, что интерферирующие волны образованы с помощью светоделителя, который не изменяет поляризации, и на пути каждой волны нет элементов, которые изменяли бы ее поляризацию. Тогда отношение интенсивностей компонент одной волны равно отношению соответствующих интенсивностей другой волны:

$$I_1'' / I_1' = I_2'' / I_2' = q. \quad (2.29)$$

Далее, при формировании интерферирующих волн из исходной волны каждая волна может претерпеть различное число отражений. Если разность отражений есть число четное, то электрические векторы интерферирующих волн вращаются в одном направлении, если нечетное, то электрические векторы вращаются в разные стороны. Предположим, что вращение электрических векторов интерферирующих волн происходит в одном направлении. В этом случае сохраняются фазовые соотношения компонент обеих волн:

$$\varphi_1'' - \varphi_1' = \varphi_2'' - \varphi_2' = \Phi. \quad (2.30)$$

В противном случае в соотношении (2.30) какую-либо разность фаз нужно взять со знаком минус. При выполнении условий (2.29) и (2.30) выражения (2.25) и (2.28) для  $I(\mathbf{R})$  и  $B$  принимают вид:

$$I(\mathbf{R}) = I_1 + I_2 + \frac{2\sqrt{I_1' I_2'}}{1+q} A_1 \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2) - \varphi_0], \quad (2.31)$$

$$B = \frac{2\sqrt{I_1' I_2'}}{I_1 + I_2} \frac{A_1}{1+q}, \quad (2.32)$$

где

$$\begin{aligned} A_1^2 = & (\mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2')^2 + q(\mathbf{e}_1' [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2'])^2 + q([\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] \mathbf{e}_2')^2 + q^2([\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2'])^2 + \\ & + 2q\mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2' ([\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2']) + 2\cos\Phi \{ \sqrt{q}\mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2' (\mathbf{e}_1' [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2']) + \\ & + \sqrt{q}\mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2' ([\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] \mathbf{e}_2') + q\sqrt{q}(\mathbf{e}_1' [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2']) ([\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2']) + \\ & + q\sqrt{q}([\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] \mathbf{e}_2') ([\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2']) \} + 2q(\mathbf{e}_1' [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2']) ([\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] \mathbf{e}_2') \cos 2\Phi. \quad (2.33) \end{aligned}$$

Обозначим

$$B_p = A_1 / (1+q), \quad (2.34)$$

тогда

$$B = B_1 B_p, \quad (2.35)$$

где  $A_1$  определяется соотношением (2.33). Первый множитель в произведении (2.35) представляет, как было показано в § 2.1, составляющую видности, определяемую соотношением интенсивностей интерферирующих волн. Второй множитель  $B_p$  представляет собой составляющую видности, определяемую характером поляризации интерферирующих волн. Можно показать, что при повороте ортогональных векторов  $\mathbf{e}'_m$  и  $\mathbf{e}''_m$  вокруг вектора  $\mathbf{n}_m$  (где  $m$  принимает значения 1 или 2) разность фаз между компонентами эллиптически поляризованной волны изменяется и при определенной ориентации этих векторов становится равной  $\pi/2$ . Поэтому, не нарушая общности рассуждений, можно положить в (2.33)  $\Phi = \pi/2$ . При этом выражение для  $B_p$  значительно упрощается:

$$B_p = \frac{1}{1+q} \sqrt{\{\mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2' + q([\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2'])\}^2 + q\{\mathbf{e}_1' [\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2'] - [\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1'] \mathbf{e}_2'\}^2}. \quad (2.36)$$

После несложных преобразований выражение (2.36) приводится к виду

$$B_p = \frac{1}{1+q} \sqrt{\{\mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2' [1+q(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2)] - q(\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_2') (\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_1')\}^2 + q\{(\mathbf{n}_1 + \mathbf{n}_2) [\mathbf{e}_1' \mathbf{e}_2']\}^2}. \quad (2.37)$$

Выражение (2.37) задает составляющую видности, определяемую поляризационными параметрами эллиптически поляризованных интерферирующих волн.

Для получения в зоне интерференции пространственного распределения интенсивности, обладающего большой глубиной модуляции, соответствующие поляризационные параметры интерферирующих волн необходимо выбрать таким образом, чтобы выполнялось условие

$$B_p \geq B_{\text{дон}} = 1/3 \quad (2.38)$$

(для случая использования соответствующего критерия из антенной техники).

Рассмотрим некоторые частные случаи. Пусть interfering waves have circular polarization. In this case  $q = 1$  and the expression for visibility is equal to

$$B_p = \frac{1}{2} \sqrt{\{e'_1 e'_2 [1 + n_1 n_2] - (n_1 e'_2) (n_2 e'_1)\}^2 + ((n_1 + n_2) [e'_1 e'_2])^2}. \quad (2.39)$$

If at this time the components of interfering waves, defined by vectors  $e'_1$  and  $e'_2$ , are normal to the plane of convergence, determined by vector  $n_0$  (2.3), i.e.  $[e'_1 n_0] = [e'_2 n_0] = 0$ , then

$$B_p = \frac{1}{2} [1 + n_1 n_2]. \quad (2.40)$$

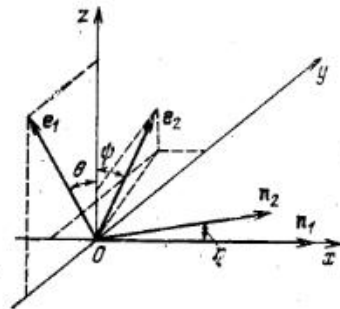


Рис. 2.2. К выбору координатной системы.

In this case visibility is determined only by the angle of convergence of interfering waves and can take values close to 1, only at very small angles of convergence. If interfering waves, having circular polarization, converge at an angle  $\pi/2$ , the expression for visibility has the form

$$B_p = \frac{1}{2} \sqrt{\{e'_1 e'_2 - (n_1 e'_2) (n_2 e'_1)\}^2 + ((n_1 + n_2) [e'_1 e'_2])^2}. \quad (2.41)$$

Let us now consider the most frequently encountered in practice case of linear polarization of interfering waves<sup>\*)</sup>, for which corresponds  $q = 0$ . Besides that, since  $E''_1 = E''_2 = 0$ , we can denote  $e'_1 = e_1$  and  $e'_2 = e_2$  [см. (2.6)]. The expression for visibility in this case will look like the following:

$$B_p = |e_1 e_2|. \quad (2.42)$$

The scalar product of two vectors can be expressed through the projections of vectors

$$e_1 e_2 = e_{1x} e_{2x} + e_{1y} e_{2y} + e_{1z} e_{2z}. \quad (2.43)$$

For simplification of analysis we will choose a coordinate system so that the z-axis is normal to the plane in which the wave vectors of interfering waves lie, the x-axis coincides with the wave vector of one of the waves, for example, the first. In this coordinate system the unit vectors have the following projections (рис. 2.2):

$$e_1 (0, \sin \theta, \cos \theta), e_2 (\sin \psi \sin \eta, \sin \psi \cos \eta, \cos \psi), \quad (2.44)$$

where  $\eta$  — angle of convergence of waves;  $\theta$  and  $\psi$  — angles between the normal to the plane of convergence and the vectors of the electric field of the first and second waves respectively.

<sup>\*)</sup> См. также [4—7].

Substituting the values of projections in expression (2.43), we obtain

$$B_p = |\sin \theta \sin \psi \cos \eta + \cos \theta \cos \psi|. \quad (2.45)$$

Analysis of this expression shows that in the interference of linearly polarized waves the visibility of the interference pattern in general depends on the angle of convergence of interfering waves, as well as on the orientation of the vector of the electric field in each wave.

Let us consider special cases.

For  $\psi = 0$  visibility is determined only by the angle of rotation of the vector of the electric field of one of the waves, i.e. by the magnitude

$$B_p = |\cos \theta|. \quad (2.46)$$

If an analogous relationship is fulfilled and for another wave ( $\theta = 0$ ), i.e. interfering waves, polarized normally to the plane of convergence, visibility does not depend on the angle of convergence and is equal to 1:

$$B_p = 1 \text{ при } \psi = \theta = 0. \quad (2.47)$$

In the case of symmetric orientation of the planes of polarization of interfering waves (i.e.  $\theta = \psi = \mu$ ) visibility is determined by the expression

$$B_p = |1 - 2 (\sin 0,5\eta)^2 (\sin \mu)^2|. \quad (2.48)$$

This is the most frequently encountered in practice case.

For a constant angle of convergence  $\eta$  expression (2.48) reaches its minimum value in the case  $\mu = 90^\circ$ , i.e. the minimum contrast will be in the case when interfering waves are polarized in the plane of convergence ( $\theta = \psi = 90^\circ$ ).

Then visibility is determined only by the angle of convergence of waves

$$B_p = |\cos \eta|. \quad (2.49)$$

The given dependencies are qualitatively confirmed by a series of experiments, in which hologramming of test objects was carried out by the ordinary two-beam scheme at various angles of convergence of interfering waves and various orientations of their planes of polarization. The experimental scheme of hologramming is shown in fig. 2.3, in which the following designations are introduced: 1 — beam splitter, 2, 3, 5, 6, 8 — reflectors, 10 — scatterer, 11 — transparent element, 12 — registering element. The rotation of the plane of polarization in both beams is carried out by the rotation of semi-transparent plates 4, 7, made of glass. For the elimination of insignificant, but possible, reflection from mirrors of ellipticity of polarization

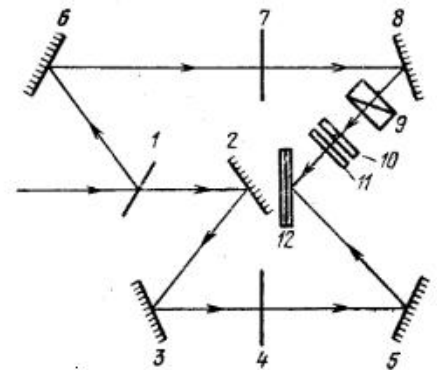


Рис. 2.3. Схема голографирования с использованием излучения различной поляризации.

излучения в сигнальном потоке перед рассеивателем был установлен поляризатор 9 (призма Глана). Возможное влияние вибраций установки на качество голограмм исключалось тем, что в качестве источника излучения использовался импульсный оптический квантовый генератор (на рубине) с модулированной добротностью, обеспечивающей длительность экспозиции примерно 40 нс.

В качестве тест-объектов использовались стандартные определители резкости.

Фотографии восстановленных изображений с голограмм, полученных при постоянном угле схождения волн  $\eta = \text{const} = 30^\circ$ , приведены на рис. 2.4.



Рис. 2.4. Фотографии восстановленных изображений с голограмм, полученных при постоянном угле схождения:  
а)  $\theta = 0$ ; б)  $\theta = 60^\circ$ ; в)  $\theta = 75^\circ$ .

В этих экспериментах вектор электрического поля в сигнальном пучке был нормален плоскости схождения, т. е.  $\psi = 0$ , а направление вектора электрического поля в опорном пучке изменялось.

Как видно из рис. 2.4, с возрастанием угла  $\theta$  контрастность и четкость восстановленных изображений уменьшается, как это и следует из выражения (2.46), и достигает нуля при  $\theta = 90^\circ$ .

При анализе экспериментальных результатов, полученных при голографировании объектов с различными углами схождения интерферирующих волн, необходимо учитывать преломление на границе воздух-эмульсионный слой. Проще всего это рассмотреть для случая симметричного падения интерферирующих волн на эмульсионный слой, который во время экспозиции можно считать диэлектриком [8].

Угол схождения волн внутри эмульсионного слоя  $\eta_0$  для этого случая определяется формулой

$$\eta_0 = 2 \arcsin [(\sin 0,5\eta)/n_0], \quad (2.50)$$

полученной на основании закона Снеллиуса — Декарта.

В этой формуле  $n_0$  — показатель преломления эмульсионного слоя. Значения углов схождения лучей в эмульсионном слое  $\eta_0$ , рассчитанные по формуле (2.50) для  $n_0 = 1,5$  [8], приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

$\eta^\circ$	30	60	90	120	150
$\eta_0^\circ$	19	38	56	70	80

Как следует из табл. 2.1, при увеличении углов схождения интерферирующих волн в воздухе до  $150^\circ$  углы схождения в эмульсионном слое приближаются к  $90^\circ$ . При этом для случая интерференции волн, поляризованных в плоскости схождения, видимость интерференционной картины в соответствии с выражением (2.49) уменьшается и приближается к нулю. Прделанные эксперименты подтвердили указанную зависимость видимости от угла схождения.

С целью контрольной проверки возможного влияния разрешения использованных фотопластинок на качество восстановленных изображений была произведена голографическая запись тест-объекта для случая, когда обе интерферирующие волны поляризованы нормально плоскости схождения ( $\theta = \psi = 0$ ). В соответствии с ранее изложенным выбранная поляризация интерферирующих волн обеспечивает величину видимости интерференционной картины, равную 1, независимо от угла схождения волн. При получении контрольной голограммы угол схождения в эмульсионном слое был выбран равным  $90^\circ$ , так как в этом случае пространственная частота интерференционной картины несколько превышает наибольшую пространственную частоту, имевшую место в экспериментах.

Для получения угла схождения интерферирующих волн в эмульсионном слое, равного  $90^\circ$ , фотопластинка помещалась между двумя прямоугольными призмами, изготовленными из стекла с показателем преломления 1,5 и расположенными в пространстве таким образом, что вместе они составляли призму-куб. Эта составная призма показана на рис. 2.5, где 1 и 2 — прямоугольные призмы, 3 — фотопластинка. Между исходными призмами и фотопластинкой был осуществлен оптический контакт с помощью иммерсионной жидкости, имеющей показатель преломления 1,5. Сигнальный и опорный пучки направлялись перпендикулярно граням призмы, образующим между собой прямой угол.

С полученной таким образом голограммы было восстановлено изображение высокого качества, что позволяет сделать вывод о незначительном влиянии разрешения фотопластины на качество восстановленного изображения при увеличении углов схождения интерферирующих волн в фотоэмульсии до  $90^\circ$ .

Зависимость видимости интерференционной картины от поляризационных характеристик интерферирующих волн позволяет решать обратную задачу, т. е. определять поляризационные характеристики по качеству интерференционной картины. Для простоты рассмотрим эту возможность для когерентного излучения с линейной поляризацией. Как следует из формулы (2.45), при нормальном угле схождения интер-

феррирующих волн ( $\eta = 90^\circ$ ) видность определяется только углами между плоскостью схождения и плоскостями поляризации интерферирующих волн. Поэтому исходную волну необходимо разделить в пространстве на две и осуществить их интерференцию под прямым углом. Указанную операцию нужно проделать для нескольких плоскостей схождения, расположенных веерообразно вокруг направления распространения исходной волны. Определяя величины видности зарегистрированных интерференционных решеток для различных плоскостей схождения по их дифракционным эффективнымностям или по результатам микрофотометрических измерений, можно найти плоскость поляризации исследуемого излучения.

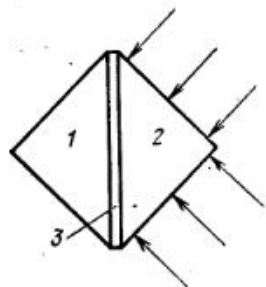


Рис. 2.5. Схема составной призмы.

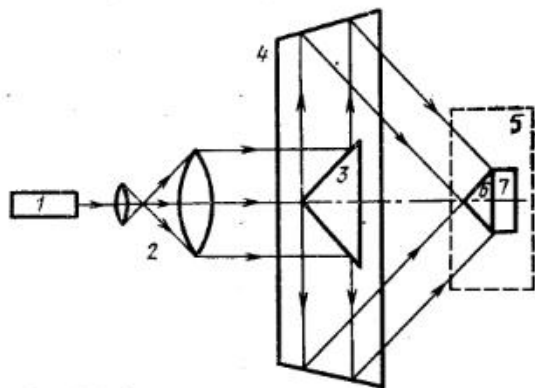


Рис. 2.6. Схема устройства для измерения поляризационных характеристик когерентного излучения.

Схема одного из вариантов устройства для измерения поляризационных характеристик когерентного излучения приведена на рис. 2.6, на котором введены следующие обозначения: 1 — источник исследуемого когерентного излучения, 2 — элементы расширения и коллимации пучка, 3, 4 — отражающие соосные конические поверхности, 5 — регистрирующий блок, 6 — конус, 7 — регистратор.

Исследуемое когерентное излучение расширяется, коллимируется и, попадая на отражающую коническую поверхность, разделяется в пространстве. Отражающая коническая поверхность 4 задает угол схождения диаметральных интерферирующих волн, равный  $90^\circ$ . Регистрирующий блок устройства выполнен в виде прозрачного для регистрируемого излучения конуса с прямым углом при вершине, ось которого совпадает с осью конических поверхностей 3, 4 и с направлением распространения исследуемого излучения. В основании конуса регистрирующего блока размещен регистрирующий элемент, находящийся с ним в оптическом контакте. Регистрирующий элемент расположен в области интерференции диаметральных волн, сформированных с помощью отражающих конических поверхностей 3 и 4.

Материал конуса 6 регистрирующего блока, иммерсионная жидкость и фотоэмульсионный слой регистрирующего элемента 7 имеют

одинаковые показатели преломления. Это обеспечивает прямой угол схождения интерферирующих волн в фотоэмульсии (как и в воздухе). При восстановлении изображения с записанной таким образом голограммы наблюдается изменение качества изображения в различных плоскостях схождения волн. В случае линейной поляризации исследуемого излучения плоскость схождения волн, в которой наблюдается отсутствие голографической записи, совпадает с плоскостью, в которой расположен вектор электрического поля исходной электромагнитной волны. В случае частично поляризованного излучения степень поляризации исследуемого излучения оценивается по относительному качеству восстановленного изображения для разных ориентаций плоскости схождения интерферирующих волн. Аналогичные принципы положены в основу работы устройства для измерения поляризационных характеристик, предложенного в [9].

Изложенные результаты позволяют сделать ряд практических выводов:

- в случае линейной поляризации ориентация плоскостей поляризации интерферирующих волн при записи голограммы может существенно влиять на качество восстановленного изображения;

- при одинаковой ориентации плоскостей поляризации интерферирующих волн наименьший контраст будет в случае интерференции волн, поляризованных в плоскости схождения (в этом случае угол схождения в воздухе не должен превышать  $120^\circ$  и в соответствии с выражением (2.49) и табл. 2.1 видность уменьшается не более чем в три раза);

- влияние поляризационных характеристик интерферирующих волн на видность интерференционной картины (голограммы) позволяет решить задачу контроля поляризационных характеристик электромагнитного поля голографическими методами.

### 2.3. Интерференция квазимонохроматических волн

Понятие монохроматической волны является идеализированным. Все реальные источники излучения имеют спектр, определяемый шириной  $\Delta\omega$ , которая является конечной величиной. Рассмотрим особенности интерференции квазимонохроматических волн, т. е. таких волн, для которых  $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ . Здесь  $\omega_0$  — средняя циклическая частота в спектре излучения, определяемая соотношением

$$\omega_0 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega F(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) d\omega},$$

где  $F(\omega)$  — спектральная плотность интенсивности излучения. Распределение интенсивности в зоне интерференции двух квазимонохроматических волн определяется выражением (2.31), усредненным по спектру излучения:

$$I_{\Delta\omega}(\mathbf{R}) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(\omega, \mathbf{R}) F(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) d\omega}. \quad (2.51)$$

Усреднение по спектру функции  $I(\omega, \mathbf{R})$ , определяемой выражением (2.31), сводится к усреднению по спектру входящего в интерференционный член множителя

$$\cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2) + \varphi_0].$$

Разность фаз  $\varphi_1 - \varphi_2$  в аргументе этой функции в общем случае зависит от частоты. Определим эту зависимость. Предположим, что в точку, определяемую радиус-вектором  $\mathbf{R}_0$ , интерферирующие волны приходят с одинаковым запаздыванием. Условие равенства времени выглядит следующим образом:

$$n_1 \mathbf{R}_0 / c - \varphi_1 / \omega = n_2 \mathbf{R}_0 / c - \varphi_2 / \omega. \quad (2.52)$$

Условие (2.52) и соотношение (2.1) позволяют выразить для аргумента выразить следующим образом:

$$(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{R} - (\varphi_1 - \varphi_2) - \varphi_0 = \frac{\omega}{c} (n_1 - n_2)(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) - \varphi_0. \quad (2.53)$$

Величина  $\varphi_0$  [см. (2.27)] определяется только поляризационными параметрами интерферирующих волн и не зависит от частоты. Скалярное произведение

$$l = (n_1 - n_2)(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) \quad (2.54)$$

представляет собой разность хода интерферирующих волн. Легко видеть, что условие (2.52) означает равенство нулю разности хода в точке  $\mathbf{R}_0$ .

Заменяя в соотношении (2.31) аргумент косинуса выражением (2.53) и подставляя найденное выражение в (2.51), получаем распределение интенсивности в зоне интерференции двух квазимонохроматических волн:

$$I_{\Delta\omega}(\mathbf{R}) = I_1 + I_2 + \frac{2A_1}{1+q} \sqrt{I_1 I_2} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \left[ \frac{\omega}{c} (n_1 - n_2)(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) - \varphi_0 \right] \times \\ \times F(\omega) d\omega \left/ \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) d\omega \right.$$

Производя под знаком интеграла замену переменного  $(\omega - \omega_0) / \Delta\omega = y$  и используя соотношение

$$F(\omega) d\omega = F_1(y) dy,$$

получаем после выполнения соответствующих преобразований:

$$I(\tau) = (I_1 + I_2) \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \frac{A_1}{1+q} \times \right.$$

$$\times \frac{\sqrt{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} \sin(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy \right]^2 + \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy \right]^2}}{\int_{-\infty}^{\infty} F_1(y) dy} \times \\ \times \cos \left[ \omega_0 \tau - \varphi_0 + \operatorname{arctg} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sin(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \cos(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy} \right]. \quad (2.55)$$

В этом выражении введено относительное временное запаздывание  $\tau$ , обусловленное разностью длин оптических путей интерферирующих волн и определяемое соотношением

$$\tau = l/c = (n_1 - n_2)(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)/c. \quad (2.56)$$

Из выражения (2.55) видно, что период пространственной модуляции интенсивности излучения при интерференции двух квазимонохроматических волн определяется средней частотой в спектре интерферирующих волн.

Видность полученного распределения интенсивности излучения в зоне интерференции квазимонохроматических волн, определенная по формуле (2.18), равняется следующей величине:

$$B = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \frac{A_1}{1+q} \times \\ \times \sqrt{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} \sin(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy \right]^2 + \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy \right]^2} \left/ \int_{-\infty}^{\infty} F_1(y) dy \right. \quad (2.57)$$

Следует отметить, что выражение (2.57) может характеризовать видность интерференционной картины, зафиксированной на каком-либо регистраторе, если чувствительность регистратора не зависит от частоты излучения. Это условие выполняется для реальных источников, используемых в голографии (лазеров), ввиду малой ширины спектра.

Используя соотношения (2.19) и (2.34), выражение (2.57) можно записать в виде

$$B = B_l B_p B_\omega, \quad (2.58)$$

где

$$B_\omega = \frac{\sqrt{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} \sin(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy \right]^2 + \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy \right]^2}}{\int_{-\infty}^{\infty} F_1(y) dy} \quad (2.59)$$



— составляющая видности, определяемая спектральным составом интерферирующих волн. Если функция  $F_1(y)$ , определяющая форму спектра, является четной, то

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sin(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy = 0,$$

$$B_{\omega} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\Delta\omega\tau y) F_1(y) dy \right| / \int_{-\infty}^{\infty} F_1(y) dy. \quad (2.60)$$

Определим величину  $B_{\omega}$  для некоторых конкретных спектров.

Пусть спектральная функция имеет прямоугольную форму, определяемую выражением

$$F(\omega) = \eta(\Delta\omega/2 - |\omega - \omega_0|) / \Delta\omega,$$

где  $\Delta\omega$  — ширина спектра, а  $\eta(z)$  — единичная функция, задаваемая соотношением

$$\eta(z) = \begin{cases} 1, & \text{если } z \geq 0, \\ 0, & \text{если } z < 0. \end{cases} \quad (2.61)$$

По формуле (2.60) для этого случая находим

$$B_{\omega} = |\sin 0,5 \Delta\omega\tau / 0,5\Delta\omega\tau|. \quad (2.62)$$

Аналогично для спектров лоренцевой

$$F_L(\omega) = \frac{\Delta\omega/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (0,5\Delta\omega)^2}$$

и гауссовой форм

$$F_G(\omega) = \frac{2 \ln 2}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \exp \left[ -\frac{4 \ln 2 (\omega - \omega_0)^2}{(\Delta\omega)^2} \right]$$

находим величину  $B_{\omega}$

$$B_{\omega L} = \exp[-\Delta\omega\tau/2], \quad (2.63)$$

$$\tilde{B}_{\omega G} = \exp[-(\Delta\omega\tau)^2/16 \ln 2]^*. \quad (2.64)$$

Из выражений (2.59), (2.62) — (2.64) видно, что величина  $B_{\omega}$  зависит от относительного временного запаздывания  $\tau$ , и при  $\tau = 0$  независимо от формы спектра имеет максимальное значение, равное единице. Это объясняется тем, что в этой точке для всех компонент спектра одновременно разности хода равны нулю, вследствие чего суммар-

\* Как показывает анализ выражений (2.62) — (2.64), только выражение (2.62) определяет наблюдаемую в экспериментах периодическую повторяемость интерференционных зон. В точках  $\tau = \pm\pi(1 + 2m)/\Delta\omega$ , где  $m = 1, 2, 3, \dots$ , расположенных в центрах интерференционных зон, начиная со второй, величина видности (2.62) принимает наибольшие значения, равные  $2/\pi(1 + 2m)$ . Выше-сказанное позволяет считать спектр прямоугольной формы наиболее близким для аппроксимации спектров излучения лазеров.

ная интенсивность поля в этой точке максимальна. При  $\tau \neq 0$  ввиду того, что разности хода в рассматриваемой точке различны для отдельных компонент спектра, их амплитуды суммируются с различными фазами. Это приводит к «размыванию» суммарной пространственной модуляции интенсивности, к усреднению «слоистого» распределения интенсивности в зоне интерференции по мере увеличения разности хода. Если интерферирующие волны одновременно содержат только одну спектральную составляющую, которая с течением времени постоянно

изменяет свою частоту, оставаясь внутри спектрального интервала  $\Delta\omega$ , то и пространственная модуляция интенсивности излучения в зоне интерференции также не стабильна во времени. Изменение частоты спектральной составляющей во времени вызывает изменение периода пространственной модуляции интенсивности излучения, что приводит к «колебаниям» каждого слоя в распределении интенсивности, причем величина «колебаний» увеличивается с увеличением разности хода интерферирующих волн. Если в зоне интерференции разместить регистратор, то ввиду его относительной инерционности в течение временного интервала, соизмеримого с периодом флюктуаций частоты в спектре интерферирующих волн, он зарегистрирует усредненную во времени картину интерференции, которая будет близка к аналогичной картине в случае одновременного существования всех спектральных компонент (рис. 2.7). Для получения пространственно-модулированного распределения интенсивности излучения, имеющего большую глубину модуляции, при интерференции двух квазимонохроматических волн необходимо выполнить условие  $B_{\omega} \geq B_{\text{доп}}$ . Величина  $B_{\omega}$ , как это видно из (2.59), является функцией произведения  $\Delta\omega\tau$ , т. е.  $B_{\omega} = B_{\omega}(\Delta\omega\tau)$ . Решая приведенное неравенство для значения  $B_{\text{доп}} = 1/3$ , выбранного в соответствии с известным критерием из антенной техники, получаем интервал изменения  $\tau$ :  $\tau \leq a/\Delta\omega$ , где  $a$  — постоянная, определяемая формой спектра. Для излучения с прямоугольной формой спектра  $a = \pi$  и соответствующий интервал изменения  $\tau$  равен

$$|\tau| \leq \pi/\Delta\omega. \quad (2.65)$$

Величина  $t_{\text{ког}} = 2\pi/\Delta\omega$ , равная обратному значению ширины спектра интерферирующих волн, носит название времени когерентности, а величина

$$L = ct_{\text{ког}} = 2\pi c/\Delta\omega = \lambda^2/\Delta\lambda \quad (2.66)$$

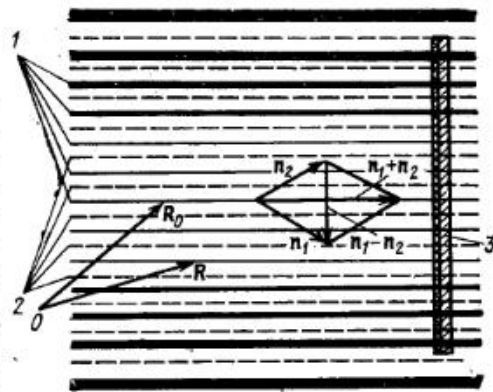


Рис. 2.7. Пространственное распределение интенсивности излучения в зоне интерференции двух квазимонохроматических волн: 1 — плоскости пучностей; 2 — плоскости узлов; 3 — фотопластика; O — начало координат.

интенсивности в течение временного интервала, соизмеримого с периодом флюктуаций частоты в спектре интерферирующих волн, он зарегистрирует усредненную во времени картину интерференции, которая будет близка к аналогичной картине в случае одновременного существования всех спектральных компонент (рис. 2.7). Для получения пространственно-модулированного распределения интенсивности излучения, имеющего большую глубину модуляции, при интерференции двух квазимонохроматических волн необходимо выполнить условие  $B_{\omega} \geq B_{\text{доп}}$ . Величина  $B_{\omega}$ , как это видно из (2.59), является функцией произведения  $\Delta\omega\tau$ , т. е.  $B_{\omega} = B_{\omega}(\Delta\omega\tau)$ . Решая приведенное неравенство для значения  $B_{\text{доп}} = 1/3$ , выбранного в соответствии с известным критерием из антенной техники, получаем интервал изменения  $\tau$ :  $\tau \leq a/\Delta\omega$ , где  $a$  — постоянная, определяемая формой спектра. Для излучения с прямоугольной формой спектра  $a = \pi$  и соответствующий интервал изменения  $\tau$  равен

— длины когерентности излучения. В последнем соотношении  $\lambda$  — длина волны и  $\Delta\lambda = 2\pi c\Delta\omega/\omega^2$ .

С помощью (2.56) и (2.66) условие (2.65) можно выразить в виде

$$|I| = |(n_1 - n_2)(R - R_0)| \leq L/2. \quad (2.67)$$

Неравенство (2.67) означает, что для получения пространственно-модулированного распределения интенсивности излучения в зоне интерференции двух квазимонохроматических волн, имеющего глубину модуляции, соответствующую условию  $B_\omega \geq 1/3$ , максимальное значение разности хода интерферирующих волн не должно превышать длину когерентности используемого излучения. Как правило, регистрирующий элемент размещается в зоне интерференции таким образом, чтобы точка с нулевой разностью хода совпадала с центром регистратора. Приведенные выше выражения позволяют установить количественные требования к источникам излучения для конкретных голографических схем; главными из них являются: монохроматичность излучения, определяющая длину когерентности, и стабильность излучения во время экспозиции. Для большинства голографических схем необходимым требованием по когерентности и стабильности удовлетворяют только лазеры. Для голографирования стационарных объектов, как правило, применяют лазеры, работающие в непрерывном режиме. Наиболее широкое применение получили лазеры с гелий-неоновым заполнением ( $\lambda = 0,63$  мкм). В табл. 2.2 приведены основные параметры отечественных лазеров, применяемых в голографии [10].

Таблица 2.2

Тип	Длина активного элемента, мм	Мощность излучения, мВт	Длина когерентности, м
ЛГ=149	200	0,5	100
ЛГ=159	1600	10	100
ЛГ=36а	1600	40	0,2
ЛГ=38	1600	50	0,2

Основной режим работы лазеров — одномодовый, когда в излучении присутствует только одна поперечная мода. В этом случае излучение обладает наибольшей длиной когерентности, которая определяется расстоянием по оси частот между крайними в спектре излучения осевыми модами.

#### 2.4. Голографирование стационарных объектов

Рассмотрим простейшую голографическую схему, состоящую из источника излучения, голографируемого стационарного объекта, регистрирующего элемента и размещенных на рабочей плите оптических элементов для формирования опорного и сигнального пучков. Такая схема представлена на рис. 2.8, где 1 — источник излучения, 2 — элементы расширения излучения, 3 — светоделитель, 4, 5, 8, 9 — отра-

жатели, 6 — светофильтр, 7, 10 — поляризационные элементы, 11 — стационарный объект, 12 — голографический регистратор. Для получения голограммы высокого качества необходимо, чтобы величина видности (2.58) удовлетворяла условию

$$B = B_I B_P B_\omega \geq 1/3, \quad (2.68)$$

где отдельные составляющие  $B_I$ ,  $B_P$  и  $B_\omega$  определяются соотношениями (2.19), (2.34) и (2.59). В предыдущих параграфах рассмотрены случаи, когда приведенное неравенство выполняется только для одной из составляющих видности. Поэтому неравенство (2.68) накладывает более жесткие ограничения на каждую составляющую видности в отдельности. Выравниванием интенсивностей опорного и сигнального пучков с помощью светофильтра 6 можно добиться соответствующего значения  $B_I$ . Установка заданной поляризации в опорном и сигнальном пучках, а следовательно, и выбор соответствующего значения  $B_P$  производится с помощью поляризационных элементов 7 и 10. При линейной поляризации

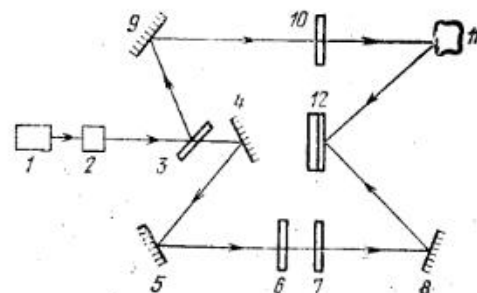


Рис. 2.8. Схема голографирования стационарных объектов.

используемого излучения для этого применяют кристаллические полуволновые пластинки. Изменяя оптическую длину опорного пучка перестановкой отражателей 4 и 5, необходимо добиться равенства оптических длин интерферирующих пучков в центре регистратора, причем в качестве длины сигнального пучка выбирается оптическая длина луча, проходящего через среднюю или наиболее ответственную точку сцены, для которой в этом случае  $B_\omega = 1$ . Перемещая отражатель 8, можно изменять угол схождения сигнального и опорного пучков при их падении на регистрирующий элемент и тем самым изменять пространственную частоту интерференционной картины на регистраторе.

Рассмотрим особенности конкретных голографических схем. В классификации голографических схем по геометрии падения и отражения волн от объекта можно выделить два предельных частных случая: схемы голографирования «на отражение» и «на просвет». Схему голографирования, в которой регистрируется излучение от объекта в направлении, близком к обратному по отношению к направлению освещения объекта, будем называть схемой голографирования «на отражение». Глубина сцены  $r$  определяется ее размером в направлении регистрирующего элемента, т. е. в направлении единичного вектора  $\mathbf{n}_{отр}$ , совпадающего с направлением волнового вектора излучения  $\mathbf{k}_{отр}$ , отраженного в сторону регистратора. Определим ее наибольший допустимый размер. Как показано выше, видность интерференционной картины в зоне интерференции уменьшается не более чем в три раза по сравнению с видностью в точке с нулевой разностью хода, если раз-

ность хода интерферирующих волн не превышает длины когерентности используемого источника излучения [см. (2.67)]. Это утверждение справедливо для всех точек сцены и регистратора. Предположим, что оптические длины опорного пучка и сигнального луча, проходящего через среднюю точку сцены, определяемую  $R_0$ , выравнены. В этом случае лучи, проходящие через наиболее удаленные или наиболее близкие к регистратору точки сцены, определяемые вектором  $R$ , имеют разность хода  $l = (n_{\text{пад}} - n_{\text{отр}})(R - R_0)$ . По определению, для данной схемы справедливо следующее соотношение:  $n_{\text{пад}} \approx -n_{\text{отр}}$ . Глубина сцены определяется соотношением

$$r = 2 |R - R_0|. \quad (2.69)$$

Вычисляя с помощью этих соотношений разность хода  $|l| = r$ , на основании (2.67) получаем условие

$$r \leq L/2, \quad (2.70)$$

накладывающее ограничение на глубину сцены. Таким образом, в схеме голографирования «на отражение» глубина сцены ограничена длиной когерентности используемого излучения. При заданной величине  $r$  соотношение (2.70) определяет выбор соответствующего источника излучения.

Схему, в которой падающее на объект излучение претерпевает незначительное отклонение от первоначального направления, будем называть схемой голографирования «на просвет». По этой схеме можно голографировать фазовые объекты, имеющие небольшую рефракцию, а также амплитудные и амплитудно-фазовые объекты, имеющие большой коэффициент пропускания, для которых достаточно получить тень, например транспаранты. По определению, для такой схемы  $r = 2 |R - R_0|$ , и наибольший угол, под которым виден регистратор из точек объекта, или угол между векторами  $n_{\text{пад}}$  и  $n_{\text{отр}}$ , мал, т. е.  $\alpha_p \ll 1$ . Поэтому разность хода  $|l| \approx (\alpha_p/2)^2 r$  и на основании (2.67) имеем

$$r \leq 2L/\alpha_p^2, \quad (2.71)$$

т. е. в схеме голографирования «на просвет» глубина сцены практически не ограничена, если размеры регистратора не превышают длины когерентности. Легко показать, что указанный расчет справедлив в случае, когда объект достаточно прозрачен и можно пренебречь многократным отражением в нем.

При произвольном падении освещающей волны на объект глубина сцены, т. е. ее размер в направлении регистратора, определяется углом между векторами  $n_{\text{пад}}$  и  $n_{\text{отр}}$  и ее величина лежит в промежутке значений, определяемых условиями (2.70) и (2.71).

По геометрии падения волны на регистратор голографические схемы можно подразделить на однолучевые (схемы Габора), двухлучевые (схемы Лейта и Упатниекса) и схемы на встречных пучках (схемы Денисюка) (см. приложение 1). В однолучевой схеме опорной волны как таковой нет. Она формируется из волны, не претерпевшей рассея-

ния при прохождении через объект. Поэтому класс объектов, которые можно регистрировать с помощью однолучевой схемы, ограничен.

В двухлучевой схеме и в схеме во встречных пучках сигнальные и опорные пучки разделены в пространстве и падают на регистратор под разными углами. Эти схемы отличаются друг от друга тем, что в двухлучевой схеме интерферирующие волны падают на регистратор с одной стороны, а в схеме во встречных пучках — с двух сторон.

В § 2.1 было показано, что период пространственной модуляции интенсивности в зоне интерференции волн  $\Lambda$  определяется выражением (2.14). Величина периода пространственной модуляции интенсивности внутри эмульсионного слоя  $\Lambda_p$  в общем случае определяется углом схождения сигнального и опорного пучков, т. е. углом между единичными векторами  $n_s$  и  $n_r$  и углом между векторами  $n_s + n_r$  и направлением единичного вектора  $N$ , который нормален плоскости регистратора и направлен в сторону его рабочей поверхности. Вектор  $N$  определяет положение регистратора в пространстве. Зарегистрировать интерференционную картину, период которой в эмульсионном слое равен  $\Lambda_p$ , можно, если разрешение фотопластины  $v_\phi$  больше пространственной частоты  $v_p = 1/\Lambda_p$  интерференционной картины, т. е. если выполняется условие

$$v_\phi > v_p = 1/\Lambda_p. \quad (2.72)$$

Это основное требование при выборе голографического регистратора (кроме очевидного требования спектрального соответствия выбранного регистратора используемому излучению).

Рассмотрим случай симметричного падения интерферирующих волн на регистратор в двухлучевой схеме. При этом векторы  $n_s + n_r$  и  $N$  лежат на одной прямой. Легко показать, что периоды пространственной модуляции интенсивности в воздухе и в эмульсии при этом совпадают:

$$\Lambda_p = \Lambda = \lambda/2 |\sin 0,5 n_s n_r|,$$

т. е. при симметричном падении волн на фотопластинку период пространственной модуляции интенсивности в эмульсии определяется только углом схождения интерферирующих волн. Условие (2.72) при этом принимает вид

$$v_\phi > 2 |\sin 0,5 n_s n_r| / \lambda. \quad (2.73)$$

Можно показать, что в более общем случае, когда векторы  $n_s + n_r$  и  $N$  не лежат на одной прямой, неравенство (2.73) только усиливается. Поэтому при голографировании по двухлучевой схеме достаточным условием получения высококачественной голограммы является условие (2.73), причем в качестве регистраторов можно использовать фотопластины, имеющие произвольную толщину эмульсионных слоев. При этом, если используется толстослойная фотопластинка, ее усадка не опасна, так как поверхности пучностей, т. е. поверхности почернения, либо нормальные поверхности фотопластины, либо близки

к этому направлению\*). Кроме того, при голографировании по двухлучевой схеме не накладываются никакие ограничения на коэффициент пропускания регистратора. Поэтому в качестве голографических регистраторов можно использовать непрозрачные регистраторы, например тонкие магнитные пленки с мелкодоменной структурой.

Рассмотрим особенности голографирования в схеме на встречных пучках. Пусть  $\mathbf{n}_s = -\mathbf{n}_r$  и направление вектора  $\mathbf{N}$  совпадает с направлением  $\mathbf{n}_s$ . При этом в соответствии с (2.14) период  $\Lambda = \lambda/2$ , а  $\Lambda_p = \Lambda/n_s = \lambda/2n_s$ , где  $n_s$  — показатель преломления фотографической эмульсии. Требование к разрешению фотопластинок (2.72) сводится к условию

$$v_\phi > 2n_s/\lambda. \quad (2.74)$$

Легко видеть, что приведенное неравенство справедливо при любой геометрии падения волн на регистратор. Поэтому условие (2.74) является достаточным для получения качественных голограмм в схеме на встречных пучках. Другим обязательным условием является использование для голографической регистрации толстослойных фотопластинок, так как поверхности пучностей в схеме на встречных пучках располагаются параллельно поверхности голограммы или близко к этому положению и по глубине эмульсии должно уложиться не менее одного-двух десятков таких слоев.

Голограммы, полученные по схеме на встречных пучках, обладают рядом удивительных особенностей. Избирательность голограммы по отношению к длине волны восстанавливающего излучения позволяет восстанавливать изображение от источника, имеющего сплошной спектр, например солнца. Кроме того, голограмма, полученная по схеме на встречных пучках, при восстановлении мнимого изображения не создает дополнительно нулевой порядок и действительное изображение объекта. Следует отметить, что регистрирующий элемент при этом должен иметь соответствующий коэффициент пропускания, чтобы обеспечить возможность интерференции внутри регистрирующего слоя. Необходимо также, чтобы усадка эмульсионного слоя при химической обработке была возможно меньшей, так как в противном случае длина волны излучения, с помощью которого можно восстанавливать изображение с подобной голограммы, смещается в коротковолновую область.

Подробнее ознакомиться с тем, как определить пространственную частоту интерференционной картины с учетом размеров объекта, как произвести голографическую регистрацию сцены, глубина которой превышает длину когерентности излучения, и т. д. можно в [2, 13].

Рассмотрим влияние произвольных перемещений оптических элементов голографической схемы на величину видности распределения

\*) Следует отметить, что голограммы с подобным расположением слоев почернения можно отбеливать. При этом на поверхности голограммы образуется «рельефное изображение» зарегистрированной на ней информации, что делает возможным получение копий с голограммы методом формовки [см., например, [11, 12)]. Изготовление аналогичным образом копий с голограмм, полученных по схеме на встречных пучках, вероятно, принципиально не возможно.

интенсивности излучения в зоне интерференции. Пространственное распределение интенсивности излучения в зоне интерференции двух плоских волн, усредненное по временному интервалу  $\Delta t \gg 1/\omega_0$ , задается выражением (2.55). Используя соотношение (2.58), это выражение можно переписать следующим образом:

$$I_{\Delta\omega} = (I_1 + I_2)[1 + B_1 B_p B_\omega \cos(\omega_0 \tau - \varphi_0)]. \quad (2.75)$$

Приведенное выражение получено для стационарного случая, в котором величина  $\tau$  не зависит от времени. В нестационарном случае перемещение оптических элементов или изменение показателя преломления среды вдоль интерферирующих лучей приводит к изменению величины  $\tau$ . Если  $\tau(t)$  представляет собой медленно изменяющуюся с течением времени функцию, т. е. если в течение произвольного отрезка времени  $\Delta t$ , удовлетворяющего неравенству  $1/\omega_0 \ll \Delta t \ll T$ , функция  $\tau(t)$  практически не изменяется:  $\tau(t + \Delta t) \simeq \tau(t)$ , то приведенное выражение (2.75) можно использовать для определения пространственного распределения интенсивности излучения в зоне интерференции двух волн в нестационарном случае.

Определим усредненное за время экспозиции  $T$  пространственное распределение интенсивности излучения в зоне интерференции двух волн в случае нестационарного положения элементов оптической схемы. В выражении (2.75) от времени зависит только множитель интерференционного члена  $B_\omega [\Delta\omega\tau(t)] \cos[\omega_0\tau(t) - \varphi_0]$ . Целесообразно рассматривать такие изменения величины  $\tau$ , при которых сдвиг плоскостей пучностей меньше или соизмерим с периодом пространственной модуляции интенсивности излучения, т. е. когда

$$\omega_0 [\tau(t+T) - \tau(t)] = \omega_0 \int_t^{t+T} \frac{d\tau}{dt} dt \ll 1. \quad (2.76)$$

При этом выполняется условие

$$\Delta\omega \int_t^{t+T} \frac{d\tau}{dt} dt \ll \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1,$$

откуда следует

$$\Delta\omega\tau(t+T) = \Delta\omega\tau(t) + \Delta\omega \int_t^{t+T} \frac{d\tau}{dt} dt \simeq \Delta\omega\tau(t),$$

т. е. величину  $B_\omega [\Delta\omega\tau(t)]$  в течение временного интервала  $T$  можно считать постоянной. Следует отметить, что условие (2.76) накладывает ограничение на скорость изменения величины  $\tau(t)$  и длительность экспозиции  $T$ . Ввиду того, что  $\tau(t)$  медленно изменяется с течением времени, величина  $T$  может быть достаточно большой.

Усреднение выражения (2.75) по времени дает:

$$I = (I_1 + I_2) \left\{ 1 + B_I B_P B_\omega \frac{1}{T} \times \right. \\ \times \sqrt{\left[ \int_0^T \sin \left( \omega_0 \int_0^t \frac{d\tau}{dt} dt \right) dt \right]^2 + \left[ \int_0^T \cos \left( \omega_0 \int_0^t \frac{d\tau}{dt} dt \right) dt \right]^2} \times \\ \times \cos \left[ \omega_0 \tau(0) - \varphi_0 + \text{arctg} \left( \int_0^T \sin \left( \omega_0 \int_0^t \frac{d\tau}{dt} dt \right) dt : \int_0^T \cos \left( \omega_0 \int_0^t \frac{d\tau}{dt} dt \right) dt \right) \right] \left. \right\}. \quad (2.77)$$

Величина видности, определенная по формуле (2.18) для этого распределения интенсивности, равна

$$B = B_I B_P B_\omega B_D, \quad (2.78)$$

где

$$B_D = \frac{1}{T} \sqrt{\left[ \int_0^T \sin \left( \omega_0 \int_0^t \frac{d\tau}{dt} dt \right) dt \right]^2 + \left[ \int_0^T \cos \left( \omega_0 \int_0^t \frac{d\tau}{dt} dt \right) dt \right]^2} \quad (2.79)$$

— составляющая видности, определяемая нестационарностью разности хода интерферирующих лучей во время экспозиции.

Определим величину видности  $B_D$  в случае гармонических колебаний элементов оптической схемы, которые могут иметь место из-за вибрации основания голографической установки. Предположим для простоты, что оптическая схема содержит только отражатели:  $P$  отражателей на пути опорного пучка и  $Q$  отражателей на пути сигнального. При этом оптическая длина опорного пучка в точке наблюдения, определяемой радиус-вектором  $\mathbf{R}_{r,p+1}$ , равна

$$l_r = \sum_{j=1}^P \mathbf{n}_{r,j} (\mathbf{R}_{r,j+1} - \mathbf{R}_{r,j}).$$

Здесь  $\mathbf{R}_{r,j}$  — радиус-вектор точки, расположенной на поверхности  $j$ -го отражателя в опорной волне,  $\mathbf{n}_{r,j}$  — единичный вектор в направлении распространения опорной волны после  $j$ -го отражателя. Показатель преломления среды считается не зависящим от времени и принят равным единице. Аналогичным выражением определяется оптическая длина сигнального пучка:

$$l_s = \sum_{j=1}^Q \mathbf{n}_{s,j} (\mathbf{R}_{s,j+1} - \mathbf{R}_{s,j}).$$

Ввиду того что начальные и конечные точки обоих лучей совпадают, можно ввести следующие обозначения:  $\mathbf{R}_{r,1} = \mathbf{R}_{s,1} = \mathbf{R}_1$  и  $\mathbf{R}_{r,p+1} =$

$= \mathbf{R}_{s,q+1} = \mathbf{R}$ . Используя последние соотношения, разность хода лучей можно выразить следующим образом:

$$l = l_r - l_s = (\mathbf{n}_{r,p} - \mathbf{n}_{s,q}) \mathbf{R} - (\mathbf{n}_{r,1} - \mathbf{n}_{s,1}) \mathbf{R}_1 + \\ + \sum_{j=1}^{p-1} (\mathbf{n}_{r,j} - \mathbf{n}_{r,j+1}) \mathbf{R}_{r,j+1} - \sum_{j=1}^{q-1} (\mathbf{n}_{s,j} - \mathbf{n}_{s,j+1}) \mathbf{R}_{s,j+1}. \quad (2.80)$$

Предположим, что неподвижны все отражатели, кроме одного, который совершает гармонические колебания, двигаясь поступательно. Предположим для определенности, что колеблется  $j$ -й отражатель, расположенный в опорном пучке. Его скорость описывается выражением  $d\mathbf{R}_{r,j}/dt = v V_0 \cos(\Omega t + \Delta)$ , где  $V_0$  — абсолютное значение амплитуды скорости;  $\mathbf{v}$  — единичный вектор в направлении вектора скорости;  $\Omega$  — циклическая частота колебаний;  $\Delta$  — начальная фаза колебаний.

Изменение относительного временного запаздывания в этом случае равняется

$$d\tau/dt = V_0 c^{-1} (\mathbf{n}_{r,j-1} - \mathbf{n}_{r,j}) \mathbf{v} \cos(\Omega t + \Delta).$$

Подставляя это соотношение в выражение (2.79) и выполняя интегрирование для достаточно больших длительностей экспозиции  $T$  ( $T \gg \gg 1/\Omega$ ), получаем выражение для динамической составляющей видности

$$B_D \simeq |I_0 [(2\pi V_0/\lambda\Omega) (\mathbf{n}_{r,j-1} - \mathbf{n}_{r,j}) \mathbf{v}]|, \quad (2.81)$$

где  $I_0(z)$  — функция Бесселя нулевого порядка. Точное равенство в полученном выражении выполняется для длительностей экспозиции, кратных периоду колебаний. Вводя амплитуду колебаний отражателя  $s = V_0/\Omega$ , имеем

$$B_D = |I_0 [2\pi\lambda^{-1} s (\mathbf{n}_{r,j-1} - \mathbf{n}_{r,j}) \mathbf{v}]|. \quad (2.82)$$

Для получения качественных голограмм необходимо выполнить условие  $B_D \geq B_{\text{доп}}$ . Выбирая  $B_{\text{доп}} = 1/3$  в соответствии с критерием из антенной техники и решая неравенство, получаем

$$s |(\mathbf{n}_{r,j-1} - \mathbf{n}_{r,j}) \mathbf{v}| \leq \lambda/4. \quad (2.83)$$

Это условие накладывает ограничение на величину смещения отражателя при его вибрации. Полученное условие должно выполняться при произвольной геометрии оптической схемы, в том числе и тогда, когда величина  $|(\mathbf{n}_{r,j-1} - \mathbf{n}_{r,j}) \mathbf{v}|$  максимальна.

Подставляя значение  $|(\mathbf{n}_{r,j-1} - \mathbf{n}_{r,j}) \mathbf{v}|_{\text{макс}} = 2$  в условие (2.83), получаем

$$s \leq \lambda/8. \quad (2.84)$$

Если гармонические колебания совершают все отражатели и колеблются при этом синфазно, то условие, накладывающее ограничение на величину смещения отражателей, принимает вид

$$s \leq \lambda/8 (P + Q). \quad (2.85)$$

Последнее требование является завышенным, так как в реальной оптической схеме колебания отражателей не являются синфазными.

При точном расчете допустимых перемещений отражателей конкретной оптической схемы следует учесть возможные угловые колебания отражателей, приводящие к повороту волнового фронта отраженных волн, т. е. к изменению величины  $n_j$  с течением времени. Угловая скорость поворота волнового фронта, определяемая векторным произведением

$$\omega_j = [n_j dn_j/dt], \quad (2.86)$$

в простейшем случае связана с угловой скоростью отражателя  $\omega_{отрj}$  соотношением  $\omega_j = 2\omega_{отрj}$  (когда отражатель поворачивается вокруг оси, перпендикулярной к плоскости падения луча). Учет угловых колебаний отражателей производится дифференцированием по времени величин  $n_j$ , входящих в разность хода  $l$ . При этом следует иметь в виду, что векторы  $n_j$  зависят от аналогичных векторов с меньшими индексами.

Зависимость величины видности от перемещений оптических элементов позволяет решать обратную задачу: в некоторых частных случаях определять характер движения оптических элементов по величине видности [14, 15]. При  $P + Q \approx 10$  величина  $\lambda/8(P + Q)$  в оптической области определяется сотыми долями микрометра. Это предъявляет высокие требования к качеству амортизации голографических устройств.

Амортизация голографических установок производится с помощью камер, кислородных подушек, автомобильных шин, наполненных воздухом, и т. д. Пространственная устойчивость рабочей плиты, на которой размещаются оптические элементы голографической схемы, обеспечивается в этом случае комплектом из трех — шести перечисленных выше пневматических элементов, расположенных под плитой. Именно так выполнен интерферометрический стол СИН-1, голографические установки фирмы Iodon engineering associates и ряд других.

Возможна конструкция голографической установки, в которой крепление рабочей плиты выполнено таким образом, что она расположена значительно ниже точки подвеса (амортизатора), так что в целом подвижная часть установки устойчива и представляет собой «физический маятник».

Использование принципа физического маятника в конструкции голографической установки позволяет выполнить амортизатор в виде единой наполненной воздухом камеры. Такое крепление подвижной части установки позволяет устранить механические колебания, изгибающие плиту вокруг осей, лежащих в плоскости плиты, и уменьшить другие типы колебаний. Именно эти принципы положены в основу

конструкции измерительной голографической установки УИГ-2М (рис. 2.9).

Способность амортизатора поглощать механические колебания можно оценить по частотам собственных колебаний подвижной части установки. Подвижная часть установки УИГ-2М способна совершать угловые колебания в вертикальной и горизонтальной плоскостях, а также линейные вертикальные колебания.

Частота угловых колебаний в вертикальной плоскости  $f_1$  определяется выражением для частоты колебаний физического маятника:  $f_1 = \sqrt{g/H}/2\pi$ , где  $g$  — ускорение силы тяжести;  $H$  — приведенная длина маятника.

Поскольку основная масса подвижной части установки сосредоточена в рабочей плите\*, маятник с достаточной степенью точности можно считать математическим и под  $H$  понимать расстояние от точки подвеса до центра массы. Как показано в [16], частота собственных линейных колебаний подвижной части установки вдоль вертикальной оси определяется выражением  $f_2 = \sqrt{g/h}/2\pi$ , где  $h$  — толщина воздушной подушки в положении равновесия. В той же работе показано, что частоту собственных угловых колебаний подвижной части установки в горизонтальной плоскости можно оценивать по этой же формуле. Более точное значение частоты собственных колебаний подвижной части установки вокруг вертикальной оси можно получить в результате уточненного расчета колебаний реальной системы с учетом упругих свойств резиновой оболочки воздушной подушки.

Для установки УИГ-2М расстояние от точки подвеса до центра масс  $H = 1,5$  м, а толщина воздушной подушки  $h = 0,1$  м. Эти величины дают возможность вычислить значения частот собственных колебаний подвижной части установки по приведенным выше формулам. Получаем  $f_1 = 0,4$  Гц,  $f_2 = 1,6$  Гц.

Таким образом, подвижная система установки типа «Маятник» (УИГ-2М) может совершать механические колебания с частотами до 1 Гц. Механические колебания с большими частотами могут передаваться только через упругую оболочку воздушной подушки и непосредственно через окружающий воздух (в области звуковых частот), что практически несущественно.

Выше рассмотрены особенности интерференции плоских волн. Распределение интенсивности излучения в зоне интерференции имеет при

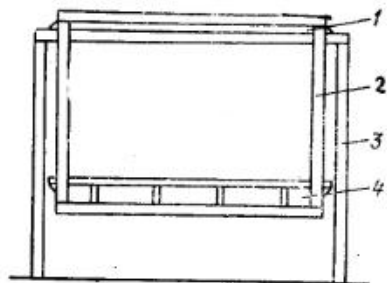


Рис. 2.9. Схема конструкции установки УИГ-2М:

1 — пневматическая подушка; 2 — подвижная часть; 3 — неподвижное основание; 4 — рабочая плита.

\* Для установки УИГ-2М масса рабочей плиты составляет 90% от массы подвижной части.

этом периодическую структуру, причем точки, в которых величина интенсивности постоянна, лежат в параллельных плоскостях. Если в зоне интерференции разместить регистрирующий элемент, то след на нем оставят области с наибольшей величиной интенсивности излучения, т. е. плоскости пучностей, которые по аналогии с радиотехникой можно назвать несущими. Размещение объекта в одной из плоских интерферирующих волн приводит к искривлению несущих плоскостей, т. е. к их пространственной модуляции. Таким образом, регистрация распределения интенсивности в зоне интерференции плоских волн относится к частному случаю голографии — голографии без объекта. Но все сказанное справедливо и для голографии с объектом.

## 2.5. Интерференция монохроматических волн, имеющих различные частоты

Рассмотрим суперпозицию двух монохроматических плоских волн с близкими, но отличными друг от друга частотами. Пространственное распределение мгновенной интенсивности в зоне интерференции определяется выражением

$$I(\mathbf{R}, t) = 2I_0 \{ \text{Re} [\exp(i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{R} + \varphi_1)) + \exp(i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{R} + \varphi_2))] \}^2. \quad (2.87)$$

Здесь  $\mathbf{k}_m = (\omega_m/c)\mathbf{n}_m$ , где  $m = 1$  или  $2$ .

При получении выражения (2.87) введены упрощения (2.4) и (2.5) и использовано соотношение (2.8). Выполняя в (2.87) необходимые преобразования и усредняя полученное выражение в течение временного интервала  $\Delta t$ , удовлетворяющего условию  $(\omega_1 + \omega_2)^{-1} \ll \Delta t \ll |\omega_1 - \omega_2|^{-1}$ , получаем

$$\overline{I(\mathbf{R}, t)} = 2I_0 \{ 1 + \cos [(\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{R} + \varphi_1 - \varphi_2] \}. \quad (2.88)$$

Выражение (2.88) определяет усредненное по временному интервалу  $\Delta t \ll 1/|\omega_1 - \omega_2|$  распределение интенсивности в пространстве и времени при интерференции двух монохроматических волн с различающимися частотами.

Области пространства, характеризующиеся одинаковым значением интенсивности излучения при фиксированном времени  $t_0$ , можно определить из уравнения  $\overline{I(\mathbf{R}, t_0)} = \text{const}$ . Решение этого уравнения имеет вид

$$(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{R} = 2\pi m + C, \quad (2.89)$$

где  $C$  — константа;  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Так же как и выражение (2.10), оно определяет периодическую последовательность плоскостей постоянной фазы, нормальных вектору  $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$  (при постоянных  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ ). Период  $\Lambda$  этой последовательности определяется выражением, аналогичным (2.11):

$$\Lambda = 2\pi/|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|. \quad (2.90)$$

При  $|\mathbf{k}_1| \approx |\mathbf{k}_2|$  имеем  $|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2| \approx |\mathbf{k}_1| |\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2|$ . Заменяя величину  $|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$  в (2.90), получаем

$$\Lambda = \lambda_1/|\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2|, \quad (2.91)$$

где  $\lambda_1 = 2\pi/|\mathbf{k}_1|$ . Разность  $|\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2|$  можно определить по формуле (2.13).

Закономерность перемещения во времени, например, плоскостей узлов, можно получить, решив уравнение  $\overline{I(\mathbf{R}, t)} = \text{const}$ . Подставив (2.88) в это уравнение, находим его решение:

$$(\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{R} = C_1, \quad (2.92)$$

где  $C_1$  — константа. При постоянных величинах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  это уравнение описывает равномерное перемещение совокупности плоскостей узлов в пространстве. Скорость этого перемещения  $U$  в направлении, перпендикулярном плоскостям узлов, определяется проекцией скорости перемещения вдоль радиус-вектора  $\mathbf{R}$  на вектор  $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ . Известно, что данная проекция задается скалярным произведением единичного вектора  $(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$  и вектора скорости  $d\mathbf{R}/dt$ , т. е. выражением

$$U = \frac{\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2}{|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|} \frac{d\mathbf{R}}{dt}. \quad (2.93)$$

Скорость перемещения вдоль радиус-вектора можно получить дифференцированием по  $t$  уравнения (2.92):

$$\omega_1 - \omega_2 - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \frac{d\mathbf{R}}{dt} = 0. \quad (2.94)$$

Подставляя (2.94) в (2.93), получаем искомую скорость

$$U = (\omega_1 - \omega_2)/|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|. \quad (2.95)$$

С помощью соотношения (2.90) выражению скорости можно придать другую форму:

$$U = (\omega_1 - \omega_2)\Lambda/2\pi. \quad (2.96)$$

Как видно из последних соотношений, скорость перемещения совокупности плоскостей узлов пропорциональна разности частот интерферирующих потоков.

Перемещение плоскостей пучностей во времени приводит к пространственному усреднению энергии излучения и соответствующему уменьшению глубины пространственной модуляции в зоне интерференции. Результирующая глубина модуляции зависит при этом от длительности экспозиции. Для того чтобы определить эту зависимость, необходимо усреднить по времени выражение (2.88). Предположим, что  $\omega_1(t)$  и  $\omega_2(t)$  — медленно изменяющиеся функции времени. Преобразуем аргумент косинуса с помощью соотношения (2.56), условно вводя точку с нулевой разностью хода как при интерференции волн с равными частотами и пренебрегая временной зависимостью векто-

ров  $k_1$  и  $k_2$ . В результате усреднения в течение длительности экспозиции  $T$  получаем

$$\begin{aligned} \overline{I(\tau, t)} = 2I_0 \left\{ 1 + \frac{1}{T} \sqrt{\left\{ \int_0^T \sin \left[ \int_0^t [\omega_1(t) - \omega_2(t)] dt \right] dt \right\}^2 + \right. \\ \left. + \left\{ \int_0^T \cos \left[ \int_0^t [\omega_1(t) - \omega_2(t)] dt \right] dt \right\}^2} \right. \\ \left. \times \cos \left[ \frac{\omega_1(0) + \omega_2(0)}{2} \tau - \arctg \frac{\int_0^T \sin \left\{ \int_0^t [\omega_1(t) - \omega_2(t)] dt \right\} dt}{\int_0^T \cos \left\{ \int_0^t [\omega_1(t) - \omega_2(t)] dt \right\} dt} \right] \right\}, \quad (2.97) \end{aligned}$$

где  $\omega_1(0)$  и  $\omega_2(0)$  — начальные значения соответствующих частот. Полученное выражение определяет усредненное за время экспозиции распределение интенсивности излучения в пространстве при интерференции двух волн с разными частотами, величины которых не стабильны во времени.

Видность распределения (2.97), определенная по формуле (2.18), равняется величине\*)

$$\begin{aligned} B_{\delta\omega} = \frac{1}{T} \sqrt{\left\{ \int_0^T \sin \left[ \int_0^t [\omega_1(t) - \omega_2(t)] dt \right] dt \right\}^2 + \\ + \left\{ \int_0^T \cos \left[ \int_0^t [\omega_1(t) - \omega_2(t)] dt \right] dt \right\}^2}. \quad (2.98) \end{aligned}$$

Эта составляющая видности характеризуется неравенством частот интерферирующих волн. В частном случае, при  $\omega_1 = \text{const}$  и  $\omega_2 = \text{const}$  составляющая видности  $B_{\delta\omega}$  равняется \*\*)

$$B_{\delta\omega} = |\sin 0,5 (\omega_1 - \omega_2) T / 0,5 (\omega_1 - \omega_2) T|. \quad (2.99)$$

При малых длительностях импульса  $T \ll (\omega_1 - \omega_2)^{-1}$  видность  $B_{\delta\omega}$  имеет максимальное значение. При увеличении длительности импульса  $B_{\delta\omega}$  периодически обращается в нуль в точках  $T = 2\pi m / (\omega_1 - \omega_2)$ , где  $m = \pm 1, \pm 2, \dots$  Это означает полное исчезновение пространственной модуляции интенсивности излучения при времени усреднения, кратном времени смещения плоскостей пучностей на половину периода.

\*) Полученная формула по смыслу аналогична выражению (2.79). Принятое в данном параграфе изложение является более наглядным и в то же время обладает большей общностью, что существенно при рассмотрении вопроса интерференции разночастотных волн.

\*\*) Аналогичную формулу можно получить с помощью выражения (2.79), положив  $d\tau/dt = \text{const}$ .

Допуская уменьшение составляющей видности до величины  $B_{\text{дон}}$ , т. е.  $B_{\delta\omega} \geq B_{\text{дон}}$ , можно определить область соответствующих длительностей экспозиции. Полагая  $B_{\text{дон}} = 1/3$  и подставляя выражение (2.99) в указанное неравенство, получаем

$$T \leq \pi / |\omega_1 - \omega_2|. \quad (2.100)$$

При точном соблюдении равенства в (2.100) плоскости пучностей за время  $T$  успевают сместиться на четверть периода  $\Lambda$ . Выполнение условия (2.100) обеспечивает высокий контраст пространственной модуляции интенсивности излучения при интерференции разночастотных волн.

## 2.6. Интерференция волн, ограниченных по длительности \*)

Рассмотрим особенности, которые возникают при интерференции двух ограниченных по длительности волн. Волну, ограниченную по длительности временным интервалом  $T$ , можно представить следующим образом:

$$E e \exp [i (\omega t - kR + \varphi)] \eta (T/2 - |t - kR/\omega + \varphi/\omega|),$$

где  $\eta(z)$  — единичная функция, равная 1 внутри временного интервала  $-T/2 + kR/\omega - \varphi/\omega \leq t \leq T/2 + kR/\omega - \varphi/\omega$  и равная 0 вне его. Для упрощения анализа примем интенсивности интерферирующих линейно-поляризованных волн равными, и плоскости поляризации волн перпендикулярными плоскости схождения, т. е. выполнены условия (2.4) и (2.5). При этом в соответствии с выражениями (2.19) и (2.47) составляющие видности  $B_I = B_p = 1$ .

Мгновенное распределение интенсивности излучения в зоне интерференции двух волн, имеющих длительность  $T$ , определяется выражением

$$\begin{aligned} I(R, t) = 2I_0 \{ \text{Re} \{ \exp [i (\omega t - k_1 R + \varphi_1)] \eta (T/2 - |t - k_1 R/\omega + \\ + \varphi_1/\omega|) + \exp [i (\omega t - k_2 R + \varphi_2)] \eta (T/2 - |t - k_2 R/\omega + \\ + \varphi_2/\omega|) \} \}^2. \quad (2.101) \end{aligned}$$

Усредняя это выражение по  $t$  и используя соотношение (2.52), получаем

$$\begin{aligned} I(R) = 2I_0 \left\{ 1 + \left[ 1 - \frac{1}{cT} |(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)| \right] \times \right. \\ \left. \times \eta [T - |(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)|/c] \cos [(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) \omega/c] \right\}. \quad (2.102) \end{aligned}$$

Выражение (2.102) определяет распределение интенсивности излуче-

\*) Не следует смешивать понятия временного интервала, ограничивающего длительность волны, и длительности экспозиции, под которой подразумевается интервал времени, когда открыт регистрирующий элемент. Разница между этими понятиями становится существенной при длительностях импульсов излучения, соизмеримых с величиной относительных временных задержек.



ния при интерференции двух волн, имеющих длительность  $T$ , т. е. двух ограниченных во времени монохроматических волн. Введя относительное временное запаздывание в соответствии с (2.56), выражению (2.102) можно придать компактную форму:

$$I(\tau) = 2I_0 [1 + (1 - |\tau|/T)\eta(T - |\tau|)\cos \omega\tau]. \quad (2.103)$$

Видность этого распределения  $B_T$ , вычисленная по формуле (2.18), равняется:

$$B_T = (1 - |\tau|/T)\eta(T - |\tau|). \quad (2.104)$$

Как видно из формулы (2.104), видность пространственного распределения интенсивности при интерференции ограниченных по длительности волн максимальна в точке пространства, относительное временное запаздывание которой равно нулю, и уменьшается с увеличением  $\tau$ . Это объясняется тем, что в точки пространства, определяемые относительным запаздыванием  $\tau \neq 0$ , интерферирующие волны приходят с различным запаздыванием, и время, в течение которого происходит интерференция волн в данных точках, уменьшается с увеличением  $\tau$ . При  $|\tau| \geq T$  величина  $B_T$  обращается в нуль, так как интерферирующие волны в таких точках одновременно не встречаются, и интерференция в них полностью отсутствует.

Таким образом, условие  $|\tau| < T$  определяет зону интерференции волн, ограниченных по длительности.

Условие  $B_T \geq B_{\text{доп}}$  позволяет определить область пространства, в которой глубина модуляции пространственного распределения интенсивности при интерференции волн, ограниченных по длительности, остается допустимой. Подставляя в это условие  $B_T$  из (2.104) и полагая  $B_{\text{доп}} = 1/3$ , получаем

$$|\tau| \leq 2T/3. \quad (2.105)$$

Условие (2.105) накладывает ограничение на глубину сцены ( $r = |I|$ ) при голографировании с помощью импульсного излучения по схеме «на отражение» (аналогично выражению (2.67) при голографировании в непрерывном режиме).

Приведенные оценки справедливы в случае интерференции ограниченных монохроматических волн. Можно показать, что для ограниченной квазимонохроматической волны, имеющей ширину спектра  $\Delta\omega$  и длительность импульса  $T$ , справедливо соотношение  $T > 1/\Delta\omega$ . Если для ограниченных квазимонохроматических волн выполняется условие  $T \gg 1/\Delta\omega$ , то интерференцию таких волн можно рассматривать как интерференцию не ограниченных по времени квазимонохроматических волн и использовать для определения интервала относительных временных запаздываний условие (2.67).

В качестве источников импульсного когерентного излучения применяют импульсные лазеры. Для целей голографии широко используются импульсные рубиновые лазеры. В режиме свободной генерации длительность импульсов излучения составляет 1 мс. Голографирование, как правило, осуществляют в режиме модулированной добротности, т. е. в режиме гигантского импульса. В этом случае при работе

лазера в одночастотном режиме (в режиме одной поперечной и одной осевой моды) длина когерентности превышает один метр при длительности импульса порядка десятков наносекунд и энергии излучения в импульсе порядка десятков миллиджоулей. Именно такими параметрами обладает задающий оптический квантовый генератор импульсной голографической установки УИГ-1М. Энергия излучения после усиления составляет примерно 0,5 Дж.

Следует отметить, что при использовании для голографирования импульсных лазеров, например, в установке УИГ-1М, имеющих длительность импульсов около  $5 \cdot 10^{-8}$  с, дополнительной виброзащиты голографической схемы не требуется.

Рассмотрим особенности интерференции ограниченных по длительности разночастотных волн.

Пространственное распределение мгновенной интенсивности излучения в зоне интерференции двух ограниченных во времени волн, имеющих различные частоты, определяется выражением

$$I(\mathbf{R}, t) = 2I_0 \{ \text{Re} [ \exp [ i (\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{R} + \varphi_1) ] \eta(T/2 - |t - \mathbf{n}_1 \mathbf{R}/c + \varphi_1/\omega_1|) + \exp [ i (\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{R} + \varphi_2) ] \eta(T/2 - |t - \mathbf{n}_2 \mathbf{R}/c + \varphi_2/\omega_2|) ] \}^2, \quad (2.106)$$

где  $T$  — длительность импульса излучения;  $\eta(z)$  — единичная функция. Выполняя в (2.106) соответствующие преобразования и усредняя полученное выражение по времени в течение длительности импульса  $T$ , получаем для постоянных  $\omega_1$  и  $\omega_2$ :

$$I(\mathbf{R}) = 2I_0 \left\{ 1 + \frac{\sin \left\{ \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \left[ T - \left| \frac{(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) \mathbf{R}}{c} - \left( \frac{\varphi_1}{\omega_1} - \frac{\varphi_2}{\omega_2} \right) \right] \right\}}{(\omega_1 - \omega_2) T/2} \right\} \times \\ \times \eta \left[ T - \left| \frac{(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) \mathbf{R}}{c} - \left( \frac{\varphi_1}{\omega_1} - \frac{\varphi_2}{\omega_2} \right) \right| \right] \cos \left\{ \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) \mathbf{R}}{c} - \left( \frac{\varphi_1}{\omega_1} - \frac{\varphi_2}{\omega_2} \right) \right] \right\}. \quad (2.107)$$

Условно вводя точку с нулевой разностью хода, определяемую радиус-вектором  $\mathbf{R}_0$ , по аналогии со случаем интерференции волн с равными частотами, определяем величину  $\varphi_1/\omega_1 - \varphi_2/\omega_2$  из условия равенства времен запаздывания интерферирующих волн в этой точке:

$$\mathbf{n}_1 \mathbf{R}_0 / c - \varphi_1/\omega_1 = \mathbf{n}_2 \mathbf{R}_0 / c - \varphi_2/\omega_2.$$

Используя это соотношение, выражение (2.107) можно переписать в виде

$$I(\mathbf{R}) = 2I_0 \left\{ 1 + \frac{\sin \left\{ \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \left[ T - |(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)| / c \right] \right\}}{(\omega_1 - \omega_2) T/2} \right\} \times \\ \times \eta \left[ T - \left| \frac{(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)}{c} \right| \right] \cos \left[ \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \frac{(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)}{c} \right], \quad (2.108)$$

или, вводя относительное временное запаздывание  $\tau$  [см. (2.56)], в более компактной форме

$$I(\tau) = 2I_0 \left\{ 1 + \frac{\sin [0,5(\omega_1 - \omega_2)(T - |\tau|)]}{0,5(\omega_1 - \omega_2)T} \eta(T - |\tau|) \cos 0,5(\omega_1 + \omega_2)\tau \right\}. \quad (2.109)$$

Выражения  $I(\mathbf{R})$  или  $I(\tau)$  определяют усредненное по временному интервалу, равному длительности импульса  $T$ , пространственное распределение интенсивности излучения в зоне интерференции двух ограниченных монохроматических волн, имеющих различные частоты. Периодическая пространственная модуляция интенсивности излучения в зоне интерференции определяется множителем интерференционного члена  $\cos [0,5(\omega_1 + \omega_2)(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)/c]$ , который и задает величину периода пространственной модуляции интенсивности:

$$\Lambda = 4\pi c / (\omega_1 + \omega_2) |\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2|. \quad (2.110)$$

Так как  $\omega_1 \simeq \omega_2$ , то  $\Lambda \simeq \lambda_1 / |\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2|$ , т. е. практически совпадает с (2.91).

Определим видность распределения (2.109):

$$I_{\max} = 2I_0 \left\{ 1 + \left| \frac{\sin [0,5(\omega_1 - \omega_2)(T - |\tau|)]}{0,5(\omega_1 - \omega_2)T} \right| \eta(T - |\tau|) \right\},$$

$$I_{\min} = 2I_0 \left\{ 1 - \left| \frac{\sin [0,5(\omega_1 - \omega_2)(T - |\tau|)]}{0,5(\omega_1 - \omega_2)T} \right| \eta(T - |\tau|) \right\}.$$

Подставляя полученные значения  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  в формулу (2.18), получаем:

$$B = \left| \frac{\sin [0,5(\omega_1 - \omega_2)(T - |\tau|)]}{0,5(\omega_1 - \omega_2)T} \right| \eta(T - |\tau|). \quad (2.111)$$

Это выражение можно представить в виде произведения двух сомножителей

$$B = B_{\delta\omega} B_T,$$

где  $B_{\delta\omega}$  определяется выражением (2.99), а

$$B_T = \left| \frac{\sin [0,5(\omega_1 - \omega_2)(T - |\tau|)]}{\sin 0,5(\omega_1 - \omega_2)T} \right| \eta(T - |\tau|). \quad (2.112)$$

Составляющая видности\*)  $B_T$  определяется особенностями интерференции ограниченных по длительности волн. Как видно из (2.112),  $B_T$  зависит от относительного временного запаздывания  $\tau$ , а при  $\tau = 0$  принимает максимальное значение. Полагая в выражении (2.112)  $T = \pi / |\omega_1 - \omega_2|$ , находим

$$B_T = |\cos [0,5(\omega_1 - \omega_2)|\tau|]| \eta(\pi / |\omega_1 - \omega_2| - |\tau|).$$

\*) При равенстве частот интерферирующих волн выражение (2.112) совпадает с выражением (2.104).

Из условия  $B_T \geq 1/3$  определяем допустимый интервал относительных временных запаздываний:

$$|\tau| \leq 3\pi/4 |\omega_1 - \omega_2| = 3T/4. \quad (2.113)$$

Из условия (2.113) видно, что допустимый интервал относительных временных запаздываний при интерференции разночастотных ограниченных во времени волн практически совпадает с соответствующим интервалом при интерференции волн с равными частотами (2.105).

## 2.7. Особенности голографирования динамических объектов и нестационарных процессов

Голографирование динамических объектов и нестационарных процессов имеет ряд физических особенностей, связанных с изменчивостью голографируемых сцен, а следовательно, и электромагнитных полей регистрируемых излучений, несущих в себе полезную информацию. Среди этих особенностей эффект Доплера играет главную роль.

Оценим величины частотных сдвигов излучения при отражении от произвольно движущегося объекта. В системе отсчета, связанной с движущимся объектом, падающее на объект излучение имеет частоту  $\omega$ , которая определяется по формуле преобразования четырехмерных векторов специальной теории относительности [17]:

$$\omega/\omega_1 = (1 - \beta \cos \zeta) / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (2.114)$$

где  $\omega_1$  — частота падающего излучения в лабораторной системе отсчета;  $\zeta$  — угол между вектором скорости объекта  $\mathbf{V}$  и волновым вектором падающей волны  $\mathbf{k}_{\text{пад}}$ , измеренный в лабораторной системе отсчета (рис. 2.10),  $\beta = |\mathbf{V}|/c$ , где  $c$  — скорость света.

Предполагая, что в системе отсчета, связанной с движущимся объектом, частота излучения при отражении не изменяется, находим частоту отраженного излучения  $\omega_2$  в лабораторной системе отсчета:

$$\omega_2/\omega = \sqrt{1 - \beta^2} / (1 - \beta \cos \xi), \quad (2.115)$$

где  $\xi$  — угол между вектором  $\mathbf{V}$  и волновым вектором отраженной волны  $\mathbf{k}_{\text{отр}}$ , измеренный в лабораторной системе отсчета. Исключая  $\omega$  из формул (2.114) и (2.115), находим

$$\omega_2/\omega_1 = (1 - \beta \cos \zeta) / (1 - \beta \cos \xi). \quad (2.116)$$

Для скоростей, малых по сравнению со скоростью света, выполняется условие  $\beta \ll 1$ , что позволяет разложить в ряд по степеням

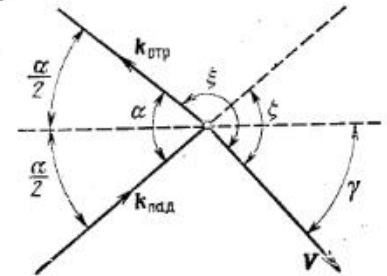


Рис. 2.10. К расчету частоты отраженного излучения.

$\beta$  последнее выражение и ограничиться двумя членами разложения\*):

$$\omega_2/\omega_1 \approx 1 + \beta (\cos \xi - \cos \zeta). \quad (2.117)$$

Введем новые углы  $\gamma$  и  $\alpha$  соотношениями:

$$\xi = \pi - \alpha/2 + \gamma; \quad \zeta = \alpha/2 + \gamma. \quad (2.118)$$

Здесь  $\alpha$  — угол, дополнительный к углу между волновыми векторами падающей и отраженной волн;  $\gamma$  — угол, образованный биссектрисой угла  $\alpha$  и вектором  $\mathbf{V}$  (рис. 2.10). Тогда выражение (2.117) приводится к виду:

$$\omega_2/\omega_1 = 1 - 2\beta \cos \gamma \cos (\alpha/2). \quad (2.119)$$

Выражение (2.119) позволяет определить частоту излучения, отраженного от произвольно движущегося объекта, в том числе и для случая, когда вектор скорости объекта не лежит в плоскости, проходящей через волновые векторы падающей и отраженной волн, при этом в качестве вектора скорости  $\mathbf{V}$  нужно взять его проекцию на плоскость, в которой расположены волновые векторы падающей и отраженной волн  $\mathbf{k}_{\text{пад}}$  и  $\mathbf{k}_{\text{отр}}$ . Таким образом, при голографировании динамических объектов частота излучения сигнальной волны отличается от частоты исходного излучения, из которого формируется опорная волна. Поэтому процесс голографирования динамических объектов определяется особенностями интерференции волн, имеющих различные частоты. Соотношение (2.100) представляет собой условие регистрации интерференционной картины при интерференции волн с отличающимися частотами.

Принимая  $\omega_1$  за частоту опорной волны, а  $\omega_2$  за частоту сигнальной и используя выражение (2.100), получаем условие голографической регистрации динамических объектов и переменных процессов:

$$T \leq \lambda/4\kappa |\mathbf{V}|, \quad (2.120)$$

где

$$\kappa = |\cos \gamma \cos (\alpha/2)|. \quad (2.121)$$

Анализ выражения (2.120) показывает, что величина времени экспозиции определяется величиной скорости перемещения голографируемого объекта и геометрией эксперимента, т. е. направлением перемещения объекта относительно падающего излучения и местоположением регистратора, определяющих величину параметра  $\kappa$ . Для получения качественной голограммы указанное условие (2.120) должно выполняться для всех точек объекта, видимых с плоскости голограммы.

Если величину пути, проходимого движущимся объектом за время экспозиции, обозначить  $S = VT$  (при равномерном движении), то условие (2.120) можно преобразовать к виду

$$S \leq \lambda/4\kappa. \quad (2.122)$$

\*) Это выражение можно представить в виде  $\omega_2/\omega_1 \approx 1 - \beta (\mathbf{n}_{\text{пад}} - \mathbf{n}_{\text{отр}}) \mathbf{v}$ , где  $\mathbf{v} = \mathbf{V}/V$ , а  $\mathbf{n}_{\text{пад}}$  и  $\mathbf{n}_{\text{отр}}$  — единичные векторы в направлении соответствующих волновых векторов.

\*\*) Величину  $\kappa$  можно представить в виде:  
 $\kappa = 0,5 |(\mathbf{n}_{\text{пад}} - \mathbf{n}_{\text{отр}}) \mathbf{v}|.$

Это выражение накладывает ограничение на величину линейного перемещения объекта за время экспозиции.

В общем случае при голографировании произвольно движущегося объекта коэффициент  $\kappa$  может принимать любые значения в интервале (0, 1).

Рассмотрим более детально два «предельных» частных случая схем голографирования. В схеме голографирования «на просвет» падающее на объект излучение претерпевает незначительное отклонение от первоначального направления. Поэтому в подобных схемах  $\alpha \approx \pi \pm 2\rho$ , где  $0 < \rho \ll 1$ . Для этого случая выражение (2.121) принимает следующий вид:

$$\kappa = \rho |\cos \gamma| \leq \rho. \quad (2.123)$$

Таким образом, в схемах голографирования на просвет независимо от направления движения объекта параметр  $\kappa$  имеет малую величину, что значительно облегчает выполнение условия голографирования (2.120).

В табл. 2.3 приведены значения скоростей движения объектов, голографируемых на просвет, и соответствующие им длительности экспозиций при использовании излучения рубинового лазера ( $\lambda = 0,69$  мкм) и параметре  $\kappa = 0,1$ , вычисленные по формуле (2.120).

Таблица 2.3

V, м/с	На просвет		На отражение	
	T, с	T, с	r, м	
1		$1,7 \cdot 10^{-7}$	34	
10	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-8}$	3,4	
100	$1,7 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$	
1000	$1,7 \cdot 10^{-9}$			

При голографировании фазового объекта на просвет параметр  $\kappa \approx 0,1$  означает, что поперечный размер сцены и размер регистрирующего элемента — величины одного порядка и из произвольной точки на голограмме сцена видна под углом, не превышающим 0,1 рад, причем объект движется нормально к направлению падающего излучения. При таких условиях, как видно из табл. 2.3, эта схема дает возможность производить голографическую регистрацию объекта, движущегося со скоростью около 1000 м/с, если использовать импульсное излучение длительностью примерно 2 нс.

В схеме голографирования «на отражение» регистрируется излучение от объекта в направлении, противоположном к падающему или близком к нему. Поэтому для таких схем  $\alpha \approx 0$  и в соответствии с формулой (2.121)  $\kappa \approx |\cos \gamma|$ . Если объект движется от регистратора или на него, то  $|\cos \gamma| \approx 1$  и параметр  $\kappa$  приближается к максимально возможному значению, равному 1. При этом соответственно существенно усложняются условия голографирования. В табл. 2.3 приведены значения

скоростей объектов, голографируемых по схеме на отражение, и соответствующие им длительности экспозиций при движении от регистратора или на него при длине волны  $\lambda = 0,69$  мкм, вычисленные по формуле (2.120). Кроме того, там приведены вычисленные по формуле (2.105) допустимые размеры сцен в схеме на отражение, соответствующие длительности используемого излучения. Как видно из приведенной таблицы, голографирование объектов на отражение при том же времени экспозиции около 2 нс возможно только до скоростей менее 100 м/с, т. е. со значительно меньшими скоростями, чем при голографировании на просвет. При этом глубина сцены не может превышать 34 см.

## 2.8. Методы голографирования динамических объектов и нестационарных процессов

В предыдущем параграфе было показано, что при голографировании динамических объектов и нестационарных процессов в плоскости регистрации образуется нестационарная интерференционная картина. Для регистрации этой картины необходимо применить специальные методы и схемы голографирования. Один из таких методов, основанный на принципе стробирования, предложен в [18]. Здесь перед регистрирующим элементом размещается безынерционный затвор, который открывается на некоторую долю периода каждый раз при перемещении интерференционной картины на один период. Управлять затвором можно сигналом с точечного детектора, расположенного в какой-либо точке зоны интерференции, находящейся вне области действия затвора. Этот метод голографирования, однако, пригоден только в случаях перемещения объекта как целого, когда скорость перемещения интерференционных полос одинакова по всей поверхности регистрирующего элемента.

Такое же ограничение имеет способ голографирования с обратной связью [19], в котором в одном из потоков устанавливается элемент с управляемой оптической длиной. Изменяя оптическую длину этого элемента в соответствии с бегом интерференционной картины, ее можно останавливать на определенную часть периода. Схема способа голографирования с обратной связью приведена на рис. 2.11. Синхронизация управляемого элемента с бегом интерференционной картины осуществляется таким же образом, как и в предыдущем методе. Кроме того, этот метод можно использовать для голографирования стационарных объектов при наличии вибраций.

Более универсальным способом является импульсная голография. В этом способе неподвижность интерференционной картины относительно регистратора достигается сокращением времени экспозиции до такой величины, в течение которой интерференционную картину можно считать неподвижной. Этот способ нашел самое широкое применение при голографировании движущихся объектов и нестационарных процессов [20 — 27]. С его помощью удалось получить голограммы живых объектов, падающих капель жидкости, вращающихся роторов, летящей пули, движущихся частиц и т. д.

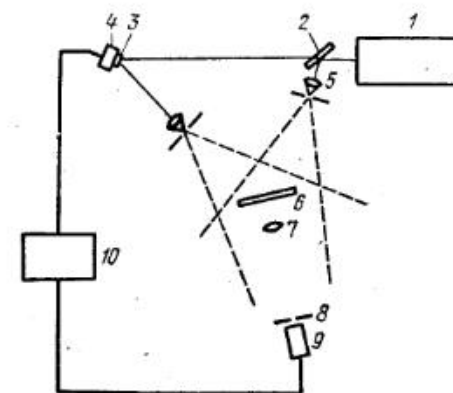


Рис. 2.11. Схема голографирования с обратной связью:

1 — лазер; 2 — светоделитель; 3 — зеркало; 4 — пьезоэлектрический кристалл; 5 — короткофокусный объектив с точечной диафрагмой; 6 — фотоэластинка; 7 — линза; 8 — щелевая диафрагма; 9 — фотоумножитель; 10 — электронный блок управления.

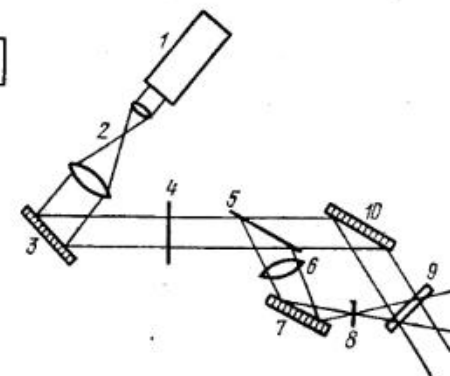


Рис. 2.12. Схема голографирования с локальной опорной волной:

1 — лазер; 2 — коллимирующая система; 3 — зеркало, поддерживаемое рукой; 4 — транспарант; 5 — светоделитель; 6 — линза; 7, 10 — зеркала; 8 — плоскость изображения объекта; 9 — фотоэластинка.

скольких сотен метров в секунду в зависимости от геометрии освещения и направления движения объекта [см. табл. 2.3 и выражение (2.120)].

Предложен ряд методов голографической регистрации быстро движущихся объектов и быстротекущих процессов, основанных на преднамеренном изменении частоты излучения в опорной или сигнальной волне. Это позволяет без существенного укорочения длительности импульсов существующих ОКГ (примерно  $10^{-8}$  с) регистрировать объекты, движущиеся с большими скоростями, чем это возможно в соответствии с выражением (2.120).

Сущность метода голографирования с локальной опорной волной состоит в том, что опорная волна формируется как часть сигнальной [28—30]. Это приводит к автоматической фазовой модуляции опорной волны. В случае, когда весь объект находится в движении как целое, вся или любая часть сфокусированной опорной волны может быть использована для регистрации голограммы. Если же часть объекта перемещается по отношению к другим его частям, то, выделив с помощью

диафрагмы определенную часть опорной волны, можно наблюдать в реальном времени интерференционные полосы, которые и определяют перемещение частей объекта по отношению к части объекта, выделенной диафрагмой. С помощью приведенной на рис. 2.12 схемы удалось зарегистрировать голограмму транспаранта, освещаемого с помощью находящегося в руках зеркала. Рассматриваемый метод пригоден для голографической регистрации объектов, имеющих малый разброс скоростей. Низкая интенсивность опорной волны в значительной степени затрудняет применение этого метода.

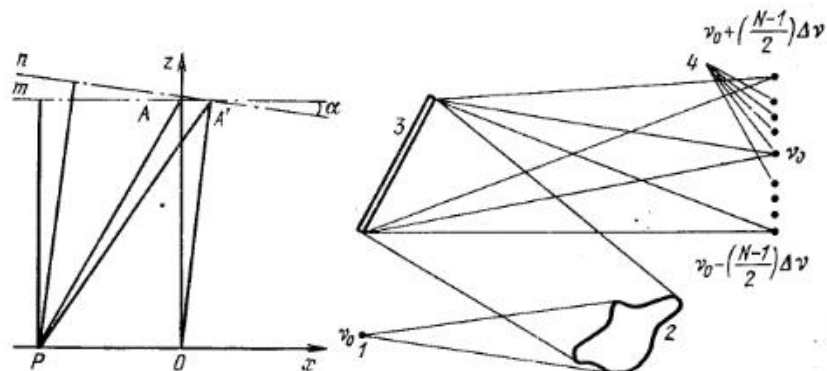


Рис. 2.13. Схема голографирования с поворотом волнового фронта:

$m$  — фронт волны в начале экспозиции;  $A$  — положение объекта в начале экспозиции;  $n$  — фронт волны в конце экспозиции;  $A'$  — положение объекта в конце экспозиции;  $O$  — теневая проекция объекта на плоскость голограммы;  $P$  — произвольная точка на голограмме.

Рис. 2.14. Схема голографирования с подачей опорных волн, имеющих различные частоты, под разными углами:

1 — источник, освещающий объект; 2 — объект; 3 — фотопластика; 4 — источник опорных волн.

Для голографической регистрации быстро движущихся объектов, перемещающихся параллельно плоскости голограммы, в работе [31] предлагается осуществлять поворот волнового фронта используемого излучения в течение экспозиции. Этот поворот (рис. 2.13) нужно осуществлять таким образом, чтобы теневая проекция движущейся точки на голограмму оставалась неподвижной. Данный метод позволяет регистрировать быстрые частицы с предварительно выбранным вектором скорости, так как скорость частицы определяет скорость поворота волнового фронта. Если движущиеся частицы имеют разброс по величине скоростей, то зарегистрированными окажутся те из них, скорости движения которых соответствуют скорости поворота волнового фронта используемого излучения.

В работе [32] рассмотрена схема голографирования с подачей опорных волн с различными частотами под разными углами (рис. 2.14). В принципе это позволяет с помощью каждой из опорных волн регистрировать частицы, имеющие скорости, соответствующие данной вол-

не. Тогда на одной фотопластине регистрируется несколько групп частиц с различными скоростями, причем каждая группа частиц восстанавливается независимо своей восстанавливающей волной, направляемой на голограмму под определенным углом. При голографировании по этой схеме на регистраторе образуется «шумовой фон», обусловленный непостоянной интерференционной картиной, получающейся при интерференции волн с различными частотами.

Принцип многочастотности при записи голограммы по этой схеме принципиально не позволяет использовать фильтрацию излучения для устранения фоновой засветки.

Указанный недостаток устранен в методе голографирования быстро движущихся объектов с предварительным смещением частоты [33]. Суть метода заключается в том, что регистрируемый объект облучается импульсным потоком, в котором кроме излучения с частотой опорной волны присутствует излучение с близко расположенными частотами, а излучение, претерпевшее изменение частоты вследствие отражения от движущегося объекта и падающее на регистрирующий элемент, подвергается фильтрации с помощью узкополосного фильтра, пропускающего излучение с частотой опорной волны. Это позволяет осуществить в плоскости регистратора интерференцию волн с одинаковыми частотами.

Оценим возможности этого метода. Предположим, что на движущийся точечный объект падает излучение с частотой, отличной от частоты опорной волны  $\omega_1$  на величину  $\Delta\omega$ , т. е.  $\omega_1 + \Delta\omega$ . Как следует из формулы (2.119), частота излучения, отраженного в направлении регистрирующего элемента, будет равна

$$\omega_2 = (\omega_1 + \Delta\omega) (1 - 2\beta \cos \gamma \cos (\alpha/2)). \quad (2.124)$$

Величина предварительного частотного сдвига  $\Delta\omega$  излучения, необходимого для голографирования объекта, движущегося со скоростью, заданной величинами  $V_0$ ,  $\gamma_0$ , определяется из условия равенства частот сигнальной и опорной волн в центре регистратора (определяемого углом  $\alpha_0$ ):

$$(\omega_1 + \Delta\omega) [1 - 2\beta_0 \cos \gamma_0 \cos (\alpha_0/2)] = \omega_1, \quad (2.125)$$

где  $\beta_0 = V_0/c$ ;  $c$  — скорость света. Отсюда, пренебрегая членом  $\Delta\omega/\omega_1$  в выражении  $(1 + \Delta\omega/\omega_1)$ , находим

$$\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi = 2V_0\kappa_0/\lambda_1, \quad (2.126)$$

где  $\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1$ ;

$$\kappa_0 = |\cos \gamma_0 \cos (\alpha_0/2)|. \quad (2.127)$$

Величины частотных сдвигов  $\Delta\nu$ , вычисленные для различных скоростей объекта при  $\lambda_1 = 0,69$  мкм и  $\kappa_0 \approx 1$ , представлены в табл. 2.4.

Таблица 2.4

$V_0$ , км/с	0,1	1,0	10,0
$\Delta\nu$ , ГГц	0,3	3,0	30,0

Как видно из табл. 2.4, для голографирования быстро движущихся объектов ( $V \approx 1$  км/с) при использовании оптического излучения требуется значительный частотный сдвиг (примерно 3 ГГц) основной частоты.

Из условия голографирования (2.120) определим максимальный угловой размер голографического регистратора  $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$ , т. е. угол, под которым виден регистратор из точки расположения объекта, допустимый интервал абсолютных значений скоростей голографируемых объектов  $\Delta V = V - V_0$  около исходного значения  $V_0$  и допустимый интервал изменения направлений движения  $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0$  около исходного направления  $\gamma_0$ . Для этого величины частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , определяемые выражениями (2.125) и (2.124), подставим в условие (2.120). Пренебрегая малой величиной  $\Delta\omega/\omega_1$  в выражении  $(1 + \Delta\omega/\omega_1)$ , получаем

$$|\beta \cos \gamma \cos(\alpha/2) - \beta_0 \cos \gamma_0 \cos(\alpha_0/2)| \leq \pi/2T\omega_1.$$

Представляя разность функций в виде полного дифференциала и учитывая зависимость  $\gamma$  от  $\alpha$  в последнем соотношении, находим искомое выражение

$$|\cos \gamma_0 \cos \frac{\alpha_0}{2} \frac{\Delta V}{c} + \beta_0 \sin \gamma_0 \cos \frac{\alpha_0}{2} \Delta\gamma + \frac{\beta}{2} \sin(\gamma_0 + \frac{\alpha_0}{2}) \Delta\alpha| \leq \frac{\pi}{2T\omega_1}.$$

Это выражение позволяет найти пределы, ограничивающие указанные интервалы  $\Delta V$ ,  $\Delta\gamma$  и  $\Delta\alpha$  отдельно для каждого из них, считая другие интервалы равными нулю:

$$|\Delta V| \leq \lambda_1/4T\kappa_0; \quad (2.128)$$

$$|\Delta\gamma| \leq \lambda_1/4TV_0 |\sin \gamma_0 \cos 0,5\alpha_0|; \quad (2.129)$$

$$|\Delta\alpha| \leq \lambda_1/2TV_0 |\sin(\gamma_0 + 0,5\alpha_0)|. \quad (2.130)$$

В табл. 2.5 и 2.6 представлены интервалы изменений скоростей  $\Delta V$  и направлений  $\Delta\gamma$  (в радианах) соответственно в зависимости от длительности экспозиции и скорости движения объекта  $V_0$  при  $\lambda_1 = 0,69$  мкм и геометрических параметрах

$$|\cos \gamma_0 \cos(\alpha_0/2)| \simeq 1/2, \quad |\sin \gamma_0 \cos(\alpha_0/2)| \simeq 1/2.$$

Расчеты производились по формулам (2.128) и (2.129).

Таблица 2.5

$T, c$	$10^{-8}$	$10^{-9}$	$10^{-10}$
$\Delta V, m/c$	32	320	3200

Таблица 2.6

$T, c$	$V_0, km/c$		
	0,1	1,0	10,0
$10^{-8}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$
$10^{-9}$	—	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$
$10^{-10}$	—	—	$3,2 \cdot 10^{-1}$

Из приведенных таблиц следует, что при использовании оптического излучения и длительности экспозиции  $T = 10^{-8}$  с данный метод обладает высокой избирательной способностью по абсолютной величине скорости (примерно 32 м/с) и направленности движения ( $3,2 \cdot 10^{-2}$  рад  $\simeq 2^\circ$  для  $V_0 \simeq 1$  км/с).

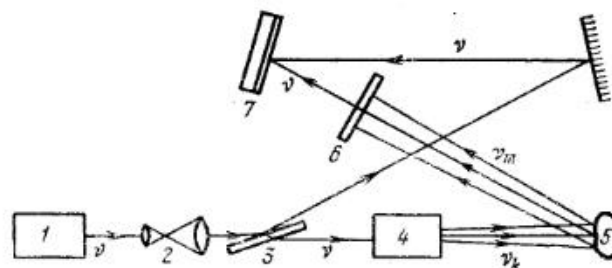


Рис. 2.15. Схема голографирования с предварительным сдвигом частот.

Схема голографирования с предварительным сдвигом частот представлена на рис. 2.15.

Излучение импульсного генератора когерентного излучения 1 с частотой  $\nu$  и длительностью  $T$  после прохождения элементов расширения и коллимации 2 с помощью делителя излучения 3 делится на две волны: опорную и сигнальную. Прошедшая через частотопреобразующее устройство 4 сигнальная волна направляется на голографируемый объект 5, движущийся со скоростью  $V$ . От объекта в направлении регистрирующего элемента 7 рассеивается излучение, дважды претерпевшее преобразование частоты: в частотопреобразующем устройстве и в результате эффекта Доплера. Если некоторая часть этого излучения после двойного преобразования будет иметь исходную частоту  $\nu$ , то при интерференции с опорной волной она даст в плоскости регистрирующего элемента устойчивую интерференционную картину, которая будет

зафиксирована, и восстановление голограммы должно дать изображение соответствующего объекта. Перед регистрирующим элементом размещен частотный узкополосный фильтр  $\delta$ , пропускающий на регистратор только излучение с частотами, незначительно отличающимися от частоты опорного потока  $\nu$ . Это уменьшает влияние некогерентной засветки, что эквивалентно повышению отношения сигнала к шуму.

Если частотопреобразующее устройство формирует излучение с частотами  $\nu_k = \nu + kf$ , где  $f$  — частота, причем  $f \ll \nu$ ,  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , то восстановленное изображение даст совокупность частей объекта, скорости которых определяются условием (2.128)

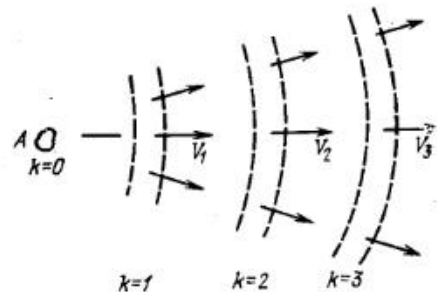


Рис. 2.16. К определению скоростей частиц, испускаемых точечным источником  $A$ .

$$|V_k - V_{0k}| \leq \lambda / 4T \kappa_{0k},$$

где  $V_{0k}$  находится по формуле (2.126), в которой нужно положить  $\Delta \nu_k = kf$ , т. е.  $V_{0k} = k\lambda f / 2\kappa_{0k}$ . Подставив одно в другое, получаем интервал изменения  $V_k \kappa_{0k}$ :

$$0,5\lambda (kf - 1/2T) \leq V_k \kappa_{0k} \leq 0,5\lambda (kf + 1/2T).$$

Части объекта, движущиеся со скоростями, которые не удовлетворяют этому условию, в восстановленном изображении будут отсутствовать. Таким образом, как показывает анализ последнего выражения, голограмма дает информацию о частях объекта, движущихся с различными скоростями, однако в общем случае не позволяет непосредственно приписать определенную скорость каждой из движущихся частей. Однако, если известно значение коэффициента  $k$ , по голограмме можно определить произведение  $V_k \cos \gamma_{0k}$ , которое задается абсолютной величиной скорости перемещения объекта и направлением его движения.

В ряде частных случаев информацию о значениях  $V_k$  и  $\gamma_{0k}$  можно получить. Например, в случае, когда известно, что разлет частиц начался практически из одной точки (точка  $A$  на рис. 2.16), т. е. в случае сферической симметрии. Тогда восстановленное изображение будет содержать изображения частиц, расположенных в шаровых слоях. Частицы, расположенные в одном слое, обладают одинаковыми скоростями. Разность скоростей частиц в соседних слоях равна  $\lambda f / 2\kappa_0$ , причем в более удаленных от центра слоях скорости больше. Зная номер шарового слоя от центра, можно найти абсолютную скорость частиц в этом слое.

Наибольший частотный сдвиг при голографировании с предварительным смещением частоты определяется наибольшей скоростью голографируемых объектов по формуле (2.126). Допустимый интервал разброса скоростей голографируемых объектов определяется длительностью экспозиции по формуле (2.128). Для обеспечения возможности голографирования объектов, движущихся с любыми скоростями от 0 до

$V_{\text{макс}}$ , сигнальный поток должен содержать набор частот, равномерно распределенных в интервале от  $\nu_0 - \Delta \nu_{\text{макс}}$  до  $\nu_0 + \Delta \nu_{\text{макс}}$ , причем разность между соседними частотами определяется выражением

$$\Delta \nu = \Delta \nu_{\text{макс}} \Delta V / V_{\text{макс}} = 1/2T. \quad (2.131)$$

Т. е. устройство для множественного преобразования частоты должно обеспечивать преобразование излучения с исходной частотой  $\nu$  в комбинарованное излучение с эквидистантно расположенными частотами  $\nu_k = \nu \pm k\Delta \nu$  внутри частотного диапазона  $(\nu - \Delta \nu_{\text{макс}}) - (\nu + \Delta \nu_{\text{макс}})$ , ширина  $\Delta \nu_{\text{макс}}$  которого определяется наибольшей скоростью перемещения голографируемых объектов  $V_{\text{макс}}$ , причем интервал между соседними частотами  $\Delta \nu$  определяется длительностью экспозиции  $T$ .

Кроме того, для голографии важно, чтобы интенсивности излучения на каждой из частот были одинаковыми. Следует учесть, что при увеличении наибольшей скорости передвижения объектов растет суммарное количество необходимых для голографирования дискретных частот, так как разность между двумя соседними частотами не зависит от скорости передвижения объектов\*). Это приводит к необходимости значительно увеличивать энергию используемого излучения.

Требования к фильтрам, применяемым в схемах голографирования с предварительным смещением частоты, совпадают с требованиями, предъявляемыми к фильтрам, используемым для устранения самосвечения голографируемых объектов.

Основное отличие состоит в том, что способ голографирования с предварительным смещением частот предъявляет значительно более жесткое требование к ширине полосы пропускания, состоящее в том, чтобы пропускать излучение только в частотном диапазоне, равном разности двух последовательных дискретных частот частотопреобразующего устройства, т. е. определяется выражением (2.131). Создание таких фильтров в оптическом диапазоне волн для реальных скоростей объектов сложно. Это затрудняет применение данного метода в настоящее время. Вместе с тем, реализация этой схемы в СВЧ диапазоне не вызывает принципиальных трудностей.

При голографировании потока частиц, движущихся с одинаковыми скоростями, достаточно иметь на выходе частотопреобразующего устройства излучение одной частоты, соответствующей скорости движения регистрируемых частиц. При этом отпадает надобность в использовании перед регистратором частотного фильтра.

Голографирование быстро движущихся объектов по указанной схеме без фильтра в общем случае приводит к увеличению фоновой засветки регистрирующего элемента.

\* Легко видеть, что в ряде случаев, когда достаточно выборочно определить скорость отдельных групп частиц, число требуемых частот может быть существенно уменьшено.

## ОСОБЕННОСТИ СВЧ ГОЛОГРАФИИ

## 3.1. Основные направления СВЧ голографии

В настоящее время под термином «СВЧ голография» (или «радиоголография») в отечественной литературе объединено несколько в значительной степени отличающихся друг от друга направлений. Некоторые из них (например, РЛС бокового обзора с синтезированной апертурой) появились раньше, чем голография, другие (например, рассмотренный в § 9.7 метод измерения распределения СВЧ полей) могут быть отнесены к голографическим с известной долей условности. В целом можно выделить три основных направления\*).

1. Применение голографии в радиолокационных системах бокового обзора с синтезированной апертурой.

2. Оптическое моделирование, анализ и синтез антенн.

3. Радиовидение.

В данной главе рассматривается только 3-е направление. Первые два направления широко освещены в литературе [42, 58—61]\*\*). В настоящей главе обсуждаются проблемы, связанные с теорией СВЧ голографии применительно к радиовидению и особенностями регистрации и записи СВЧ голограмм.

Необходимость рассмотрения теоретических вопросов связана с отсутствием полного изложения их как в отечественной, так и в зарубежной литературе и невозможностью прямого переноса теории оптической голографии на ряд методов регистрации СВЧ голограмм (например, в различных вариантах систем со сканированием, нелинейной обработки сигналов, в некоторых способах регистрации голограмм динамических объектов).

Возможны различные подходы к анализу голографического процесса и голографических систем вообще и к СВЧ голографии в частности. Здесь имеется много общего с методами анализа, принятыми в теории антенн и в теории связи. При этом чаще всего используется спектральный подход с привлечением аппарата преобразования Фурье или интеграл суперпозиции. В настоящей главе используется интеграл суперпозиции (в данном случае — интеграл Френеля — Кирхгофа), так как он представляется физически более наглядным. Анализ ведется в границах скалярной теории дифракции и в приближениях, справедливых для зоны Френеля. Поэтому этот анализ применим также для соответствующих систем акустической голографии. Поскольку, как легко видеть, подвергающиеся анализу двумерные функции координат  $x$  и  $y$  являются функциями с разделяющимися переменными, дальнейший анализ с целью упрощения выкладок проводится только для одной

\* ) Строго говоря, к «радиоголографии» можно отнести только третье из этих направлений. Два первых по удачному, на наш взгляд, определению Лейта [1] следует относить к методам «квазиголографическим» (quasiholographic techniques). Однако этот термин не является общепризнанным.

\*\* ) По этой же причине здесь не рассматривается специфический вариант «радиоголографии с оптической несущей» [2—4].

пространственной координаты  $x$ . Это справедливо при определенных допущениях. Например, при регистрации голограммы расстояние между точкой объекта с координатами  $(x_1, y_1, 0)$  в плоскости  $P_1$  и точкой на голограмме с координатами  $(x_2, y_2, 0)$  в плоскости  $P_2$ , отстоящей от плоскости  $P_1$  на расстоянии  $D_1$ , может быть записано в виде

$$d = \sqrt{D_1^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \simeq D_1 \left\{ 1 + \frac{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}{2D_1^2} - \frac{[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]^2}{8D_1^4} + \dots \right\}.$$

Таким образом, переменные  $x$  и  $y$  в общем случае не разделяются. Однако в первом приближении, т. е. если использовать только два первых члена разложения для  $d$ , переменные действительно разделяются. Именно такое приближение и используется в дальнейшем анализе.

Под термином «регистрация голограмм» в данной главе понимается процесс получения электрических или каких-либо иных сигналов, величина которых пропорциональна «плотности почернения голограммы»\*), т. е. описывается уравнением голограммы. Рассмотрение проведено для двух типов систем регистрации — систем с использованием радиоприемных устройств и систем с использованием непрерывных сред. Системы первого типа являются наиболее гибкими, позволяют получать более высокие чувствительности и реализовать ряд методов голографирования, недоступных оптической голографии.

Системы второго типа принципиально проще и в этом заключается их основное преимущество. Однако практическому распространению таких систем мешает малая чувствительность известных в настоящее время непрерывных сред для регистрации СВЧ полей.

## 3.2. Квазиоптические системы

Рассмотрим последовательно два класса систем.

1. Квазиоптические, т. е. системы, в которых в процессе записи голограммы приемные элементы на голограмме, объект и источник облучения объекта не изменяют своих положений в пространстве.

2. Системы со сканированием, в которых в процессе записи голограммы приемные элементы на голограмме, объект, источник облучения или специальный «возмущающий» элемент изменяют свое положение в пространстве по заранее известному закону. Очевидно, что первый тип является частным случаем второго, однако с целью сокращения громоздких выкладок рассмотрим сначала более простой первый тип систем\*\*).

**Получение изображений.** На рис. 3.1 приведены схемы записи СВЧ голограммы и оптической реконструкции. Пусть распределение ампли-

\* ) Чтобы не вводить новых терминов, мы заимствуем этот из оптической голографии.

\*\* ) Отметим, что в данном и следующем параграфах рассматриваются только общие существенные особенности указанных классов и не конкретизируются способы построения системы, которые могут быть весьма разнообразными (см., например приложение 3).



туды поля в плоскости расположения объекта  $P_1$  описывается при выбранном освещении комплексной функцией  $T(x_1)$ . Обозначим комплексные амплитуды сигнальной и опорной волны в плоскости приема  $P_2$  через  $e_s$  и  $e_r$  соответственно. Тогда уравнение голограммы, записанной на идеальной квадратичной регистрирующей среде с бесконечным разрешением, имеет вид (например, [5]):

$$I_H = e_s^* e_r + e_s e_r^* + e_r e_r^* + e_s e_s^*, \quad (3.1)$$

где  $I_H$  — «плотность почернения голограммы».

Используем приближения, справедливые для зоны Френеля:

$$d = \sqrt{D_1^2 + (x_2 - x_1)^2} \approx D_1 + (x_2 - x_1)^2 / 2D_1;$$

$$r =$$

$$= \sqrt{(R_1 \cos \theta_1)^2 + (R_1 \sin \theta_1 + x_2)^2} \approx R_1 + x_2 \sin \theta_1 + x_2^2 / 2R_1;$$

$$T(x_1) / rd \approx T(x_1) / D_1 R_1, \quad (3.2)$$

где  $\theta_1$  — угол падения опорной волны.

Вычислим  $e_s$  и  $e_r$ , используя интеграл Френеля — Кирхгофа, и подставим полученные выражения в (3.1), произведя замену переменных  $x'_2 = x_2/n$ , учитывая уменьшение [голограммы в  $n$  раз\*].

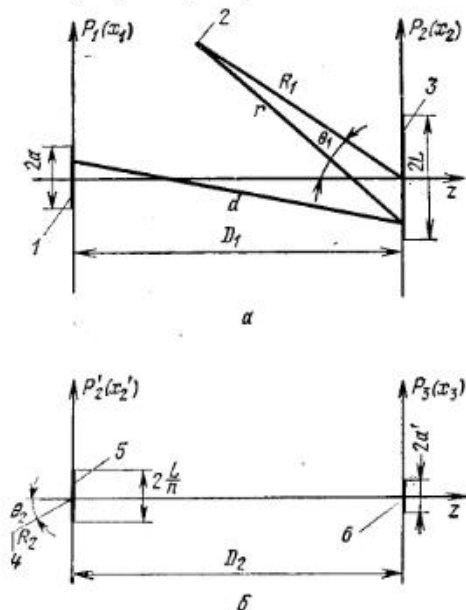


Рис. 3.1. Схема записи и реконструкции голограммы:

1 — объект; 2 — источник опорной волны  $\lambda_1$ ; 3 — голограмма; 4 — источник восстанавливающей волны  $\lambda_2$ ; 5 — голограмма, масштабю уменьшенная в  $n$  раз (оптическая голограмма); 6 — реконструированное изображение.

мы в  $n$  раз\*). В результате получим следующие выражения для прозрачности оптической голограммы, помещенной в плоскости  $P'_2$ :

$$I_H(x'_2) = \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} T^*(x_1) \exp ik_1 \left[ -\frac{(x'_2 n - x_1)^2}{2D_1} + x'_2 n \sin \theta_1 + \frac{(x'_2 n)^2}{2R_1} \right] dx_1 +$$

$$+ \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} T(x_1) \exp ik_1 \left[ \frac{(x'_2 n - x_1)^2}{2D_1} - x'_2 n \sin \theta_1 - \frac{(x'_2 n)^2}{2R_1} \right] dx_1 +$$

$$+ \text{const} + \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T^*(x'_1) T(x''_1) \exp ik_1 \times$$

$$\times \left[ \frac{-(x'_2 n - x'_1)^2 + (x'_2 n - x''_1)^2}{2D_1} \right] dx'_1 dx''_1 = I_H^I + I_H^{II} + I_H^{III} + I_H^{IV}, \quad (3.3)$$

\* Уменьшение голограммы необходимо при последующей оптической реконструкции из-за большой разницы в длинах волн оптического и СВЧ диапазонов.

где  $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ . Здесь распространение пределов интегрирования в бесконечность оправдано тем, что поле за пределами объекта предполагается равным нулю.

Пусть голограмма, описываемая (3.3), освещается точечным источником колебаний с длиной волны  $\lambda_2$  (рис. 3.1, б). Тогда в плоскости наблюдения  $P_3(x_3)$  (рис. 3.1, б) образуется некоторое сложное поле

$$E(x_3) = E^I(x_3) + E^{II}(x_3) + E^{III}(x_3) + E^{IV}(x_3) =$$

$$= \text{const} \int_{-L/n}^{L/n} I_H(x'_2) \exp ik_2 \left[ \frac{(x'_2)^2}{2R_2} - x'_2 \sin \theta_2 + \frac{(x_3 - x'_2)^2}{2D_2} \right] dx'_2. \quad (3.4)$$

Здесь  $2L$  — апертура СВЧ голограммы (рис. 3.1);  $k_2 = 2\pi/\lambda_2$ .

Это поле можно рассматривать как суперпозицию полей, образованных за счет дифракции на четырех «транспарантах», «прозрачность» каждого из которых описывается соответствующим слагаемым (3.3). Как известно (см. также § 3.4), только каждое из двух первых слагаемых (3.3) и (3.4) несет полную полезную информацию об объекте, а два других могут рассматриваться как паразитные и их влияние может быть ослаблено соответствующим выбором угла падения и интенсивности опорной волны. Поэтому рассмотрим далее только поля  $E^I$  и  $E^{II}$ , образованные за счет двух первых слагаемых (3.3), (3.4):

$$E^I(x_3) + E^{II}(x_3) = \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-L/n}^{L/n} T^*(x_1) \exp i \left[ (x'_2)^2 \left( -\frac{k_1 n^2}{D_1} + \frac{k_1 n^2}{R_1} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{k_2}{R_2} + \frac{k_2}{D_2} \right) + x'_2 (k_1 n \sin \theta_1 - k_2 \sin \theta_2) + x'_2 \left( k_1 \frac{nx_1}{D_1} - k_2 \frac{x_3}{D_2} \right) + \right.$$

$$\left. + \left( k_2 \frac{x_3^2}{2D_2} - k_1 \frac{x_1^2}{2D_1} \right) \right] dx_1 dx'_2 + \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-L/n}^{L/n} T(x_1) \exp i \left[ (x'_2)^2 \times \right.$$

$$\times \left( \frac{k_1 n^2}{D_1} - \frac{k_1 n^2}{R_1} + \frac{k_2}{R_2} + \frac{k_2}{D_2} \right) + x'_2 (-k_1 n \sin \theta_1 - k_2 \sin \theta_2) +$$

$$\left. + x'_2 \left( -k_1 \frac{nx_1}{D_1} - k_2 \frac{x_3}{D_2} \right) + \left( k_2 \frac{x_3^2}{2D_2} + k_1 \frac{x_1^2}{2D_1} \right) \right] dx_1 dx'_2. \quad (3.5)$$

Основной интерес представляет решение (3.5) для плоскостей фокусировки изображений. Эти плоскости (расстояния  $D_1^I$  и  $D_2^{II}$  от них до плоскости оптической голограммы  $P_2^I$ ) могут быть найдены из условия равенства нулю суммы коэффициентов при  $(x'_2)^2$  в экспоненциальных множителях первого и второго интегралов (3.5), т. е. из условий:

— для первого интеграла, соответствующего сопряженному изображению:

$$-k_1 n^2 / D_1 + k_1 n^2 / R_1 + k_2 / R_2 + k_2 / D_2^I = 0, \quad (3.6a)$$

— для второго интеграла, соответствующего истинному изображению:

$$k_1 n^2 / D_1 - k_1 n^2 / R_1 + k_2 / R_2 + k_2 / D_2^{\text{II}} = 0. \quad (3.66)$$

Дополним условия (3.6) условиями, при которых центры сфокусированных изображений лежат на оси  $z$ :

— для первого интеграла

$$k_1 n \sin \theta_1 - k_2 \sin \theta_2' = 0, \quad (3.7a)$$

— для второго интеграла

$$k_1 n \sin \theta_1 - k_2 \sin \theta_2'' = 0. \quad (3.76)$$

Объединим (3.6) и (3.7) в удобную для практического использования форму (3.8) и введем коэффициент  $M$ , который, как будет видно из дальнейшего, является поперечным масштабом изображения

$$M = n D_2 \lambda_2 / D_1 \lambda_1, \quad \sin \theta_2 = \pm \sin \theta_1 n \lambda_2 / \lambda_1, \\ D_2 = \pm D_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{1}{n^2 (1 - D_1 / R_1) \mp D_1 \lambda_1 / R_2 \lambda_2}, \quad (3.8)$$

где верхний знак относится к случаю реконструкции сопряженного, а нижний — истинного изображения.

В практических расчетах бывает также удобно пользоваться выражением для требуемого коэффициента уменьшения голограммы  $n$  при заданном расстоянии от объекта до голограммы  $D_1$  и выбранном расстоянии от оптической голограммы до изображения  $D_2$ :

$$n^2 = \left| \frac{D_1 \lambda_1}{D_2 \lambda_2} \frac{1 + D_2 / R_2}{1 - D_1 / R_1} \right|. \quad (3.9)$$

Определим поле, которое формируется в плоскости фокусировки одного из изображений (например, сопряженного) при выполнении равенств (3.8). Подставив (3.8) в первый интеграл (3.5), получим

$$E(x_3) = \text{const} \exp i k_2 \frac{(x_3)^2}{2D_2^{\text{I}}} \int_{-\infty}^{\infty} T^*(x_1) \text{sinc} \left[ \frac{k_1}{\pi D_1} L \left( x_1 - \frac{x_3}{M} \right) \right] \times \\ \times \exp \left( -i k_1 \frac{x_1^2}{2D_1} \right) dx_1, \quad (3.10)$$

где

$$\text{sinc} [x] = \sin \pi x / \pi x.$$

Из (3.10) следует, что при выполнении (3.8) на расстоянии  $D_2 = = D_2^{\text{I}}$  от оптической голограммы с точностью до квадратичного фазового множителя образуется измененное в  $M$  раз изображение (сопряженное) объекта. Оно представляет собой свертку оптико-геометрического изображения с функцией разброса, играющей роль импульсного отклика всей системы.

При достаточно больших размерах голограммы (однако таких, что условия (3.2) выполняются) получим (положив  $L \rightarrow \infty$ ):

$$\lim_{L \rightarrow \infty} E(x_3) = \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} T^*(x_1) \delta \left( x_1 - \frac{x_3}{M} \right) \exp i \left( k_2 \frac{x_3^2}{2D_2^{\text{I}}} - k_1 \frac{x_1^2}{2D_1} \right) dx_1 = \\ = \text{const} \exp i k_2 \frac{x_3^2}{2D_2^{\text{I}}} \left( 1 - \frac{1}{nM} \right) T^* \left( \frac{x_3}{-M} \right), \quad (3.11)$$

где  $\delta \{y\}$  — дельта-функция.

Сделаем некоторые предварительные выводы.

1. В зависимости от значений параметров  $D_1$ ,  $R_1$ ,  $n$ ,  $\lambda_1/\lambda_2$  любое из изображений (сопряженное или истинное) может быть действительным либо мнимым. Если при расчете по (3.8) оказывается  $D_2 > 0$ , то изображение действительное, если  $D_2 < 0$  — мнимое.

2. Если при данных значениях параметров одно из изображений действительное, то второе обязательно мнимое (кроме случая  $R_1 = = D_1$ ).

3. Если  $R_1 = D_1$ , то  $D_2^{\text{I}} = -R_2$  и  $D_2^{\text{II}} = -R_2$ , т. е. оба изображения мнимые и фокусируются в одной плоскости. В этом случае имеем более общий, чем рассмотренный в [5] (где предполагается  $R_1 = D_1$  и  $R_2 = \infty$ ), вариант «безлинзовой голографии Фурье». Действительно, из (3.3) видно, что при  $R_1 = D_1$  функции

$$I_{\text{в}}^{\text{I}}(x_2') \text{ и } I_{\text{в}}^{\text{II}}(x_2')$$

есть Фурье-образы функций  $T^*(x_1)$  и  $T(x_1)$ . В частном случае при  $R_2 = = \infty$  изображение фокусируется в бесконечности и для наблюдения необходимо использовать линзу, как в [5].

4. Если запись и восстановление производятся на одной длине волны ( $\lambda_1 = \lambda_2$ ) без преобразования масштаба голограммы ( $n = 1$ ) и с плоскими опорными волнами ( $R_1 = \infty$ ,  $R_2 = \infty$ ), то  $D_2 = \pm D_1$ . В этом случае, наиболее типичным для оптической голографии, сопряженное изображение действительно, а истинное — мнимо.

**Масштабные искажения.** Ранее предполагалось, что голографируемый объект — плоский. Положим теперь, что объект имеет некоторые конечные размеры вдоль оси  $z$ , и найдем продольный масштаб изображения  $M_n$ , под которым будем понимать отношения вдоль оси  $z$  размеров восстановленного изображения к соответствующим размерам на объекте. Для этого выделим на объекте две точки, находящиеся друг от друга на расстоянии  $\Delta D_1$ , вдоль оси  $z$ . При реконструкции эти две точки фокусируются в плоскостях  $D_2$  и  $D_2 + \Delta D_2$ .

Запишем третье равенство (3.8) в виде

$$D_2^{-1} = \pm n^2 \lambda_2 / \lambda_1 D_1 \mp n^2 \lambda_2 / \lambda_1 R_1 \mp R_2^{-1}.$$

Положив  $\Delta D_1 \ll D_1$  и  $\Delta D_2 \ll D_2$ , заменим эти приращения дифференциалами, тогда, продифференцировав, получим

$$dD_2 / D_2^2 = n^2 (\lambda_2 / \lambda_1) dD_1 / D_1^2.$$

Отсюда продольный масштаб изображения:

$$M_{\parallel} = \Delta D_2 / \Delta D_1 = dD_2 / dD_1 = M^2 \lambda_1 / \lambda_2. \quad (3.12)$$

Сопоставление (3.8) с (3.12) показывает, что продольный и поперечный масштабы изображений неодинаковы. Это приводит к искажениям при передаче трехмерных объектов. Поставив условие  $M = M_{\parallel} = M_0$  из (3.12), найдем, что при этом

$$M_0 = \lambda_2 / \lambda_1. \quad (3.13)$$

При типичных для СВЧ голографии и оптического восстановления значениях  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  величина  $M_0 \approx 10^{-4} - 10^{-5}$  и, следовательно, непосредственное наблюдение трехмерных восстановленных изображений не слишком крупных объектов очень затруднительно.

В [55] для устранения этого недостатка было предложено производить сложное нелинейное преобразование масштаба голограмм. В [54] был описан прибор, совершающий это преобразование в ультразвуковой голографии. Существенным недостатком метода [55] является то, что при предложенном преобразовании эквивалентная апертура голограммы, определяющая разрешение, оказывается в несколько раз меньше апертуры действительной СВЧ голограммы. Так как эта апертура и без того, как правило, очень мала (в длинах волн), предложенный в [55] метод в большинстве случаев оказывается неприемлемым. Из условия  $M = M_{\parallel} = M_0$  можно определить требуемый при этом коэффициент уменьшения голограммы  $n = n_0$ . С учетом (3.8) и (3.12) получим

$$n_0 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left| \frac{1}{(1 - D_1/R_1) \mp D_1 \lambda_1 / R_2 \lambda_2} \right|. \quad (3.14)$$

Если размеры объекта  $\Delta z$  вдоль оси  $z$  малы по сравнению с  $D_1$ , т. е.  $\Delta z \ll D_1$ , величину  $D_1$  в (3.14) можно считать постоянной для любого сечения объекта. В этом случае (3.14) является условием отсутствия искажений изображений трехмерных объектов в квазиоптических СВЧ системах. Однако, строго говоря, если  $n_0$  есть функция  $D_1$ , условие  $M = M_{\parallel}$  может выполняться только для какого-то одного сечения трехмерного объекта и, следовательно, изображение этого объекта будет искаженным. Как видно из (3.14),  $M_0$  не зависит от  $D_1$ , только если  $R_1 \rightarrow \infty$ ,  $R_2 \rightarrow \infty$ , т. е. если используются плоские опорные волны. В этом случае

$$n_0 = \lambda_1 / \lambda_2.$$

Это равенство является условием отсутствия искажений изображений трехмерных объектов в квазиоптических СВЧ системах.

**Фазовые искажения.** Рассмотрим фазовые искажения, которые, как видно из (3.11), присутствуют в восстановленном изображении. В большинстве применений, когда интересуются только интенсивностью восстановленного изображения, эти искажения не важны. Однако в ряде случаев они могут оказаться существенными и должны быть

учтены. Согласно (3.11) фазовые искажения отсутствуют, если  $nM = 1$ . Как видно из (3.8), это происходит, если выполняется условие

$$R_1^{-1} \pm \lambda_1 / n^2 \lambda_2 R_2 = 0. \quad (3.15)$$

В частности, фазовые искажения отсутствуют, если при записи голограммы и реконструкции используются плоские опорные волны ( $R_1 = \infty$ ,  $R_2 = \infty$ ). В общем случае фазовые искажения могут быть устранены соответствующей оптикой.

**Разрешающая способность.** В [6] разрешающая способность вдоль оси  $x$  определяется как «ширина главного всплеска напряженности по нулевым точкам, характеризующая «протяженность воспроизводимой точки». В случае СВЧ голографии в связи с тем, что поперечные размеры объекта и изображения связаны коэффициентом  $M$ , целесообразно определить разрешающую способность как произведение указанной ширины, характеризующей «протяженность» воспроизводимой точки  $2\Delta x_3$  на коэффициент  $1/M$ . Полученная величина  $2\Delta x_1$  будет определять минимальное расстояние между двумя точками объекта, отдельно различимыми при реконструкции. Положив в (3.10)  $T(x_1) = \delta\{x_1\}$ , определим ширину  $2\Delta x_3$ , а затем разрешающую способность  $2\Delta x_1$ :

$$2\Delta x_1 = 2\Delta x_3 / M = \lambda_1 D_1 / L. \quad (3.16)$$

Более точное выражение может быть записано по аналогии с [6]:

$$2\Delta x_1 = \lambda_1 \sqrt{D_1^2 + L^2} / L. \quad (3.17)$$

Приведенные выражения могут использоваться также в голографической микроскопии (см., например, [7—10]).

### 3.3. Системы со сканированием

Изменение положения элементов при сканировании можно осуществить плавным механическим перемещением соответствующего элемента [11—16] или коммутацией неподвижных элементов [17], составляющих приемную, передающую матрицу или матрицу «возмущающих элементов». При плавном сканировании предполагается, что скорость перемещения достаточно мала, так что эффектом Доплера за счет сканирования можно пренебречь. При коммутации элементов предполагается, что в момент переключения запись не производится.

В простейшем случае запись голограммы осуществляется сканированием только одного элемента: приемника, излучателя, объекта или возмущающего элемента, причем приемник может быть как одноканальным, так и многоканальным с параллельной записью информации из разных точек плоскости приема. В этом случае основные характеристики голографического процесса (места фокусировок изображений, масштабные преобразования, разрешающая способность) оста-

ются такими же, как и в квазиоптических системах. Разница заключается только в том, что запись голограммы производится последовательно\*) в  $N$  точках, где  $N = N_x N_y$ , а  $N_x$  и  $N_y$  — количество отсчетов вдоль осей  $x$  и  $y$  голограммы, минимальное количество которых зависит от геометрии схемы и способа регистрации голограммы. В более сложном случае возможно сканирование двумя или более различными элементами, причем приемник может быть одноканальным или многоканальным. В этом случае следует отличать два принципиально различных варианта: а) синхронное сканирование [18—19]; б) последовательное сканирование [20—21].

Как будет показано ниже, эти два различных варианта отличаются не только техникой выполнения конкретных систем и последовательностью съема информации, но и имеют ряд принципиальных отличий друг от друга и от квазиоптических систем, главные из которых заключаются в следующем:

а) при синхронном сканировании возможно улучшение разрешающей способности по сравнению с квазиоптическими системами при увеличении числа отсчетов на голограмме;

б) при последовательном сканировании возможно существенное сокращение числа элементов на голограмме и времени съема информации по сравнению со сканированием одним элементом без изменения разрешающей способности.

В приложении 3 приведены некоторые (наиболее простые) варианты систем со сканированием. Нетрудно заметить, что их число может быть существенно увеличено, например, включением систем, в которых сканирование осуществляется тремя элементами — излучателем, приемником и возмущающим элементом, и т. д.

Все приведенные в приложении способы сканирования разделены на три большие группы: *механическое сканирование*, при котором регистрация голограммы осуществляется перемещением в пространстве тех или иных сканирующих элементов; *электрическое сканирование*, при котором сканирующие элементы занимают определенное и неизменное положение в пространстве, т. е. являются элементами некоторой матрицы таких элементов (при этом процесс сканирования заключается в поочередном переключении указанных элементов); *смешанное сканирование*, при котором осуществляется механическое сканирование матрицей элементов с электрическим сканированием.

В приложении 3 приведены основные особенности соответствующих систем голографирования и приведены выражения для их основных характеристик.

Несмотря на некоторую громоздкость приложения, возникающую при таком построении, и неизбежные повторения, такая систематизация, на наш взгляд, позволяет наглядно оценить особенности и возможности тех или иных систем со сканированием.

\*) В случае, если прием производится  $M$ -канальным приемником с параллельной записью, запись голограммы производится последовательно «блоками» из  $M$  точек.

**Синхронное сканирование.** При синхронном сканировании каждому положению одного из сканирующих элементов соответствует одно и только одно положение всех других сканирующих элементов. На рис. 3.2 приведены схемы записи и реконструкции изображения.

Пусть в некоторый момент времени  $t = t_1$  координата приемника в плоскости  $P_2$  равна  $x_2$ , излучателя в плоскости  $P_0-x_0$  и некоторой точки  $Q$  на объекте в плоскости  $P_1-x_Q$ . Положим, что  $x_0$  и  $x_Q$  связаны с  $x_2$  следующими соотношениями:

$$x_0 = p + px_2, \quad x_Q = x_1 + qx_2,$$

где  $p = V_0/V_1$ ,  $q = V_1/V_2$ ;

$V_0, V_1, V_2$  — скорости сканирования излучателя, объекта и приемника.

Используем приближения, справедливые для зоны Френеля (рис. 3.2):

$$d_0 \approx D_0 + [x_1 - (p-q)x_2 - \rho]^2 / 2D_0,$$

$$d_1 \approx D_1 + [x_1 - (1-q)x_2]^2 / 2D_1,$$

$$r_1 \approx R_1 + (x_2^2 / 2R_1) + x_2 \sin \theta_1, \quad (3.18)$$

$$r_2 \approx R_2 + (x_2')^2 / 2R_2 - x_2' \sin \theta_2.$$

Произведя выкладки, аналогичные проделанным при выводе выражения (3.5), получим

$$\begin{aligned} E^I(x_3) + E^{II}(x_3) = \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-L/n}^{L/n} T^*(x_1) \exp i \left\{ k_1 \left[ \frac{-[x_1 - (p-q)nx_2' - \rho]^2}{2D_0} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{[x_1 - (1-q)nx_2']^2}{2D_1} + \frac{(nx_2')^2}{2R_1} + nx_2' \sin \theta_1 \right] + \right. \\ \left. + k_2 \left[ \frac{(x_2')^2}{2R_2} - x_2' \sin \theta_2 + \frac{(x_3 - x_2')^2}{2D_2} \right] \right\} dx_1 dx_2' + \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-L/n}^{L/n} T(x_1) \exp i \times \\ \times \left\{ k_1 \left[ \frac{[x_1 - (p-q)nx_2' - \rho]^2}{2D_0} + \frac{[x_1 - (1-q)nx_2']^2}{2D_1} - \frac{(nx_2')^2}{2R_1} - nx_2' \sin \theta_1 \right] + \right. \\ \left. + k_2 \left[ \frac{(x_2')^2}{2R_2} - x_2' \sin \theta_2 + \frac{(x_3 - x_2')^2}{2D_2} \right] \right\} dx_1 dx_2'. \quad (3.19) \end{aligned}$$

Рассматривая, как и ранее, плоскости фокусировки изображений, найдем выражение для поперечного масштаба  $M$ , требуемого угла паде-

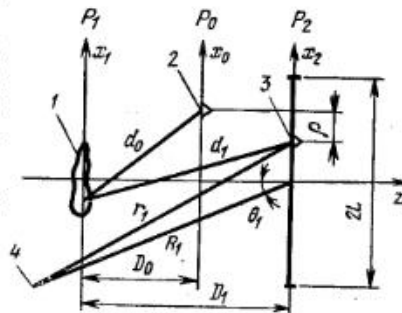


Рис. 3.2. Схема записи и реконструкции СВЧ голограмм:

1 — объект; 2 — излучатель; 3 — приемник; 4 — источник опорной волны; 5 — восстанавливающий источник; 6 — восстановленное изображение.

ния восстанавливающей волны  $\theta_2$  и расстояния до плоскости фокусировки  $D_2$ :

$$M = n \frac{D_2 \lambda_2}{D_1 \lambda_1} \left[ (1-q) + (p-q) \frac{D_1}{D_0} \right],$$

$$\sin \theta_2 = \pm n \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left[ \sin \theta_1 + (p-q) \frac{p}{D_0} \right], \quad (3.20)$$

$$D_2 = \pm D_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left\{ n^2 \left[ \left( (1-q)^2 + (p-q)^2 \frac{D_1}{D_0} \right) - \frac{D_1}{R_1} \right] \mp \frac{D_1 \lambda_1}{R_2 \lambda_2} \right\}^{-1}.$$

Здесь верхний знак относится к случаю реконструкции сопряженного, а нижний — истинного изображения.

Продольный масштаб  $M_{\Pi}$  найдем методом, аналогичным примененному при выводе (3.12). Получим

$$M_{\Pi} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} M^2 \frac{(1-q)^2 \pm (p-q)^2 (D_1/D_0)^2}{[(1-q) + (p-q) (D_1/D_0)]^2}. \quad (3.21)$$

В выражении (3.21) верхний знак относится к варианту голографирования «на отражение» (источник и приемник расположены с одной стороны от объекта, как показано на рис. 3.2), а нижний — к варианту голографирования «на просвет» (источник и приемник расположены с разных сторон объекта). Подставив (3.20) в первое слагаемое (3.19), получим при достаточно больших размерах голограммы ( $L \rightarrow \infty$ ) выражение для поля, описывающего сопряженное изображение,

$$\lim_{L \rightarrow \infty} E^I(x_3) =$$

$$= \text{const} \exp(ik_2 x_3^2 / 2D_2) \left\{ 1 - \frac{1}{nM [(1-q) + (p-q) (D_1/D_0)]} \right\} T^* \left( \frac{x_3}{M} \right). \quad (3.22)$$

С учетом (3.20) из (3.22) получим условие отсутствия фазовых искажений:

$$\frac{D_1}{R_1} \pm \frac{D_1 \lambda_1}{n^2 R_2 \lambda_2} = \left[ (1-q) + (p-q) \frac{D_1}{D_0} \right] \left[ q - (p-q) \frac{D_1}{D_0} \right]. \quad (3.23)$$

Разрешающую способность найдем так же, как и при выводе (3.16),

$$2\Delta x_1 \simeq \lambda_1 D_1 / L [(1-q) + (p-q) (D_1/D_0)] \quad (3.24)$$

или по аналогии с (3.17)

$$2\Delta x_1 \simeq \lambda_1 L^{-1} \sqrt{D_1^2 / [(1-q) + (p-q) (D_1/D_0)]^2 + L_2}.$$

Выражения (3.20) — (3.24) определяют основные параметры и свойства систем с синхронным сканированием: места фокусировки изображений, поперечный и продольный масштабы изображений, фазовые искажения и условия их устранения, разрешающую способность. При  $p = 0, q = 0$  (отсутствие сканирования или сканирование только одним

элементом) указанные выражения переходят в выражения, справедливые для квазиоптических систем.

**Сравнение квазиоптических систем и систем с синхронным сканированием.** Очевидно, что в системах со сканированием только одним приемным элементом ( $p = 0, q = 0$ ) не возникает каких-либо принципиальных отличий от квазиоптических систем\*. В соответствии с принципом взаимности та же система получается при сканировании только освещающим элементом [22—23], а также при сканировании только объектом [24]. Однако если в системе при записи голограммы происходит изменение положения более чем одного элемента из совокупности источник — объект — приемник, то свойства такой системы существенно отличаются от свойств квазиоптических систем [18, 19]. Сравним свойства этих систем. Положив  $p \neq 0$  или  $q \neq 0$ , так что  $(1-q) + (p-q) D_1/D_0 \neq 1$ , сравним (3.20) — (3.24) с (3.8), (3.11) и (3.12). Из сравнения (3.8) с (3.20) видим, что при синхронном сканировании: — поперечный масштаб  $M$  в  $[(1-q) + (p-q) D_1/D_0]$  раз больше, чем в квазиоптических системах;

— плоскости фокусировки изображений не совпадают с плоскостями фокусировки изображений, реконструированных из голограмм, снятых в квазиоптических системах;

— вариант безлинзовой голографии Фурье получается не при  $D_1 = R_1$ , а при выполнении равенства

$$D_1/R_1 = (1-q) + (p-q) D_1/D_0.$$

Из сравнения (3.21) и (3.12) видим, что разница между продольным и поперечным масштабами изображений объемных объектов при синхронном сканировании в варианте «на отражение» может быть сделана вдвое меньше, чем в квазиоптических системах. Это достигается при выполнении условия

$$1-q = (p-q) D_1/D_0.$$

В варианте «на просвет», как видно из (3.21), принципиально возможно сколь угодно близкое приближение  $M_{\Pi}$  к  $M$  при соответствующем выборе  $D_1, D_0, R_1$ . Из условия  $M_{\Pi} = M$  получаем выражение для коэффициента уменьшения голограммы:

$$n_0 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{1}{2} [(1-q)^2 + (p-q)^2 D_1/D_0 - D_1/R_1]^{-1} \{ (1-q) - (p-q) D_1/D_0 \pm \sqrt{[(1-q) - (p-q) D_1/D_0]^2 + 4D_1 \lambda_2 / \lambda_1 R_2 [(1-q)^2 + (p-q)^2 D_1/D_0 - D_1/R_1]} \}.$$

Так как  $n_0$  есть функция  $D_1$  и  $D_0$ , то полученное объемное изображение оказывается в общем случае искаженным, однако, если размер объекта вдоль оси  $z$  существенно меньше  $D_1$  и  $D_0$ , этими искажениями можно пренебречь. Из сравнения (3.11) с (3.22) и (3.15) с (3.23) видим, что фазовые искажения в варианте с синхронным сканированием отличаются от фазовых искажений в квазиоптических системах. В частности,

\* Если не учитывать неизбежного при сканировании дискретного строения голограмм. Влияние дискретизации голограмм анализируется в § 3.4.

при плоских опорных волнах ( $R_1 = \infty$ ,  $R_2 = \infty$ ) в варианте с синхронным сканированием фазовые искажения не устраняются. Из сравнения (3.16) с (3.24) видим, что, применяя синхронное сканирование, можно значительно улучшить разрешающую способность. Это свойство синхронного сканирования является наиболее существенным.

Синхронное сканирование может быть осуществлено различными способами, например с помощью одновременного перемещения освещающего источника и приемника (вариант, аналогичный варианту синтезирования апертуры в радиолокационных станциях бокового обзора), с помощью одновременного перемещения приемника и объекта или освещающего источника и объекта и, наконец, с помощью одновременного перемещения всех трех элементов — объекта, источника и приемника.

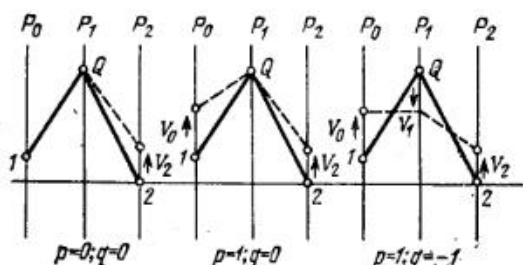


Рис. 3.3. Схемы прохождения лучей в трех вариантах сканирования.

Последний, наиболее сложный вариант позволяет, однако, получать и лучшие результаты, если общая площадь сканирования ограничена, как это бывает в безэховых камерах [18]. Возможность улучшения разрешающей способности при синхронном сканировании физически может быть объяснена следующим образом. Рассмотрим рис. 3.3, на котором указаны пути, которые проходят колебания от освещающего источника 1 до точки Q объекта и затем до приемника 2 при трех различных вариантах сканирования. Сплошными линиями показаны пути в момент времени  $t = 0$ , пунктирными — в момент времени  $t = t_1$ . Как видно из этих рисунков, общая разность путей, проходимых колебаниями в моменты времени  $t = 0$  и  $t = t_1$ , в вариантах с синхронным сканированием больше, чем при простом сканировании. Следовательно, частота расположения интерференционных полос на голограмме для вариантов с синхронным сканированием больше, чем для варианта простого сканирования. Это эквивалентно приближению объекта к голограмме в квазиоптической системе, т. е. увеличению угловой апертуры голограммы и, следовательно, должно привести к улучшению разрешающей способности. Возможно и другое простое объяснение этого явления. Хорошо известно, что угловая разрешающая способность приемной и передающей систем определяется ее действующей апертурой. Разрешающая способность системы, в которой применены две антенны — одна, работающая на передачу, а другая — на прием, выше, чем разрешающая способность каждой из этих антенн, взятых отдельно, поскольку

ку общая диаграмма направленности системы определяется произведением диаграмм направленности указанных антенн. Аналогичная ситуация возникает в варианте с синхронным сканированием.

Интересно отметить, что хотя, как показано, частоты зарегистрированных на голограмме интерференционных полос в случае синхронного сканирования выше, чем на голограммах, зарегистрированных в квазиоптических системах, в каждый отдельный момент времени реально существующая в плоскости приема интерференционная картина обладает той же максимальной пространственной частотой, что и в квазиоптической системе. Следовательно, уменьшения апертуры приемного устройства в варианте с синхронным сканированием не требуется. Проведенный анализ синхронного сканирования применим и для

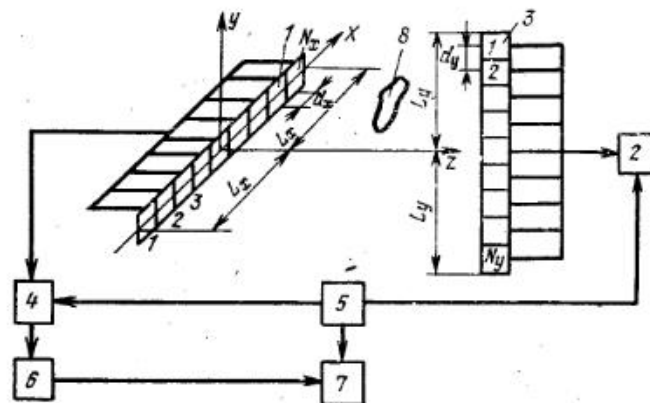


Рис. 3.4. Схема записи голограмм методом скрещенных линеек.

систем акустической голографии, если скорости сканирования существенно меньше скоростей распространения колебаний [19]. В противном случае принцип взаимности неприменим [22] и возникают различные искажения [25].

**Последовательное сканирование.** При последовательном сканировании каждому положению одного из сканирующих элементов соответствует несколько различных положений другого сканирующего элемента. Если сканирующие элементы перемещаются в направлениях, параллельных друг другу, то такая система принципиально не отличается от систем с синхронным сканированием. Принципиальные отличия получаются в случае, если сканирующие элементы перемещаются во взаимно перпендикулярных направлениях. Именно такие системы будем иметь в виду при упоминании о последовательном сканировании. Рассмотрим, например, один из возможных вариантов такого сканирования, изображенный на рис. 3.4 (вариант «скрещенных линеек»). В этом варианте используются две скрещенные под прямым углом линейные антенные решетки, одна из которых приемная 1, а вторая — передающая 3. Элементы решеток переключаются коммутаторами 2 и

4, работа которых синхронизируется друг с другом и с регистрирующим устройством 7 при помощи синхронизатора 5. Цифрой 6 обозначен многоканальный приемник, а цифрой 8 — объект. Канал формирования опорной волны, которую в этом случае удобно создавать искусственно, на рисунке не показан.

Пусть коммутирующие устройства 2 и 4 работают таким образом, что при каждом положении одного из них, например 4, происходит полный цикл переключений второго, например 2, затем происходит одно переключение коммутатора 4 и вновь полный цикл из  $N_y$  переключений коммутатора 2 и т. д., пока коммутатор 4 не закончит весь цикл из  $N_x$  переключений.

Легко заметить, что так как расстояние от объекта до обеих решеток одинаково, в силу принципа взаимности, если картина, зарегистрированная приемными элементами при первом положении коммутатора 4, описывает картину поля из  $N_y$  точек вдоль линии  $x = -L_x$ , то при  $i$ -м положении коммутатора 4 эти же элементы регистрируют картину поля вдоль линии  $x = -L_x + id_x$  и т. д., так что при  $N_x$  положении коммутатора 4 получим картину поля вдоль линии  $x = -L_x + N_x d_x = L_x$ , где

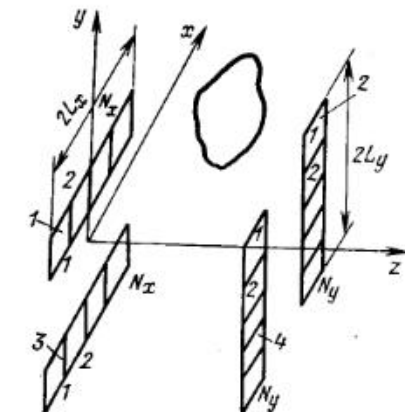


Рис. 3.5. Схема с четырьмя линейками.

$d_x$  — расстояние между излучателями в решетке 3. Таким образом, зарегистрированная голограмма будет содержать  $N = N_x N_y$  элементов, в то время как используется только  $N_x + N_y$  сканирующих элементов.

Выигрыш в числе элементов определяется соотношением  $\eta = N_x N_y / (N_x + N_y)$ . Так, при  $N_x = N_y$   $\eta = N_x / 2 = \sqrt{N} / 2$ . Так как для качественной реконструкции величина  $N \geq 400$ , выигрыш, который дает применение рассматриваемого метода, весьма существенный. Дальнейшее развитие варианта «скрещенные линейки» заключается в использовании двух пар излучающих и принимающих линейных решеток (рис. 3.5). Такая система позволяет реализовать из  $2(N_x + N_y)$  сканирующих элементов голограмму, содержащую  $4N_x N_y$  элементов. Эквивалентная апертура голограммы вдоль осей  $x$  и  $y$  в такой системе увеличивается вдвое по сравнению с предыдущим случаем (т. е. площадь голограммы, так же как и число точек на ней\*), увеличивается в четыре раза). Существенно, что несмотря на четырехкратное увеличение площади голограммы и соответствующее улучшение разрешающей способности, площадь, занимаемая всей антенной

\* Это верно при эквидистантном расположении элементов. При использовании неэквидистантного размещения элементов в линейке (см. § 3.5) число точек на голограмме увеличивается непропорционально увеличению ее площади.

системой по-прежнему равна  $L_x L_y$ , т. е. в четыре раза меньше эквивалентной площади голограммы. Процесс сканирования в этой системе может происходить, например, по следующей схеме:

1. Последовательная регистрация части (одной четверти) голограммы по методике, описанной выше, при помощи излучающей решетки 1 и приемной решетки 2.

2. Регистрация второй четверти голограммы по той же методике при помощи излучающей решетки 3 и приемной решетки 4.

3. Регистрация третьей четверти голограммы при помощи решеток 1 и 4.

4. Регистрация четвертой четверти голограммы при помощи решеток 3 и 2.

Легко видеть, что выражения для мест фокусировки восстановленных изображений, поперечного масштаба, разрешающей способности и фазовых искажений совпадают с соответствующими выражениями для систем с синхронным сканированием, если положить в этих выражениях  $q = 0$ ,  $p = 0$ . Продольный масштаб в системах «на отражение» может быть определен при  $q = 0$  и  $p = 0$  из (3.21). В схемах «на просвет»  $M_n = 0$ . Системы типа «скрещенных линеек» могут быть построены и при сканировании только одним (передающим или «возмущающим» элементом), если прием осуществляется решеткой параллельно работающим приемным устройствам (см. варианты в приложении 3).

Системы типа «скрещенных линеек» представляют большой интерес для регистрации СВЧ (или акустических) голограмм не только неподвижных объектов, но также и для регистрации голограмм процессов, если эти процессы развиваются сравнительно медленно.

**Метод возмущенного поля.** Выше были рассмотрены различные способы сканирования, при которых происходит изменение положения в пространстве приемника, излучателя и объекта. Существует еще одна возможность сканирования, при которой изменяется положение в пространстве некоторого вспомогательного — «возмущающего элемента» [26—29]. На рис. 3.6 представлена схема записи голограмм методом «возмущенного поля».

Суть метода заключается в том, что в плоскости голограммы  $P_2(x_2)$  сканирует некоторый элемент, который тем или иным способом модулирует СВЧ поле. В приемном устройстве осуществляется селекция на выбранный тип модуляции и смешивание принятого сигнала

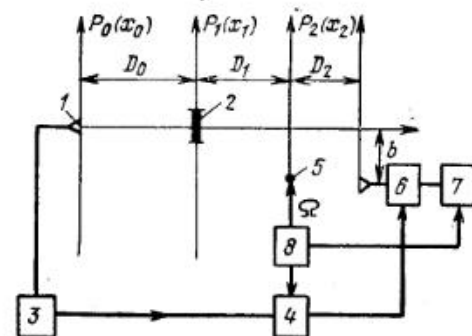


Рис. 3.6. Схема записи голограммы методом «возмущенного поля»:

1 — излучатель; 2 — объект; 3 — генератор СВЧ; 4 — регулируемый фазовращатель; 5 — возмущающий элемент; 6 — приемник; 7 — регистрирующее устройство; 8 — синхронизатор.

с сигналом, имитирующим\*) опорную волну. Далее производится запись голограммы так же, как и при других способах сканирования.

При использовании сканирования только возмущающим элементом приемник и излучатель не изменяют своих положений в пространстве, что позволяет в ряде случаев значительно упростить всю систему.

Собственно возмущающий элемент может быть выполнен разными способами — это может быть, например, вращающийся диполь [26—29]; в таком варианте возможно построение систем только с механическим сканированием. При использовании управляемых полупроводниковых поверхностей [30] возмущающий элемент создается световым пятном [32, 33]. Здесь тоже возможно только механическое сканирование, но скорость сканирования может быть существенно увеличена. Представляют интерес системы, в которых в качестве возмущающего элемента используется газовый разряд (плазма). Такая система может быть реализована с применением различных газоразрядных приборов (см., например, § 4.4). Возможно также возмущение СВЧ поля участками газоразрядной плазмы, созданными сфокусированным лазерным излучением.

Использование в качестве возмущающих элементов полупроводниковых диодов, на которые подан звуковой сигнал, позволяет построить систему как с механическим, так и с электрическим сканированием. В последнем случае в относительно несложной системе можно получить высокие скорости сканирования. В сочетании с вариантом типа «скрещенных линеек» (см. приложение 3) этот метод может применяться для регистрации объектов, перемещающихся с небольшими скоростями.

Рассмотрим процесс формирования голограммы методом возмущенного поля по рис. 3.6. Предположим, для определенности, что возмущающий элемент в плоскости  $P_2(x_2)$  представляет собой диод, на который подано синусоидально-изменяющееся напряжение звуковой частоты. Тогда для комплексной амплитуды амплитудно-модулированного поля в точке  $x_2$  в первом приближении можно написать:

$$E_2(x_2, t) = \text{const} \cos \Omega t \int_{P_1} T(x_1) \exp ik_1 \frac{(x_1 - x_2)^2}{D_1} dx_1,$$

где  $\Omega$  — звуковая частота амплитудной модуляции. Сигнал на выходе приемной антенны, расположенной в точке  $x = b$ , можно записать в виде\*\*)

$$E_{\Pi}(x_2, t) = E_2(x_2, t) \exp [ik_1(x_2 - b)^2/D], \quad (3.25)$$

где  $D$  — расстояние между плоскостью сканирования и плоскостью приема.

\*) См. § 3.6.

\*\*) Мы пренебрегаем здесь направленными свойствами возмущающего элемента и приемной антенны.

Искусственно сформированная (см. § 3.6) немодулированная опорная волна может быть записана в виде\*)

$$E_{\text{оп}} = \text{const} \exp (ik_1 x_2 \sin \theta_1). \quad (3.26)$$

После смешивания сигналов (3.25) и (3.26) в приемном устройстве, выделения низкочастотной составляющей, линейного синхронного детектирования и записи с уменьшением в  $n$  раз на транспарант получим выражение для плотности почернения (т. е. уравнение голограммы)

$$I(x_2') = \int_{P_1} T^*(x_1) \exp ik_1 \left[ \frac{(x_1 - nx_2')^2}{2D_1} - \frac{(nx_2' - b)^2}{2D} + nx_2' \sin \theta_1 \right] dx_1 + \\ + \int_{P_1} T(x_1) \exp ik_1 \left[ \frac{(x_1 - nx_2')^2}{2D_1} + \frac{(nx_2' - b)^2}{2D} - nx_2' \sin \theta_1 \right] dx_1 + R, \quad (3.27)$$

где  $R$  — некоторое постоянное смещение.

Сравнивая (3.27) с выражениями для первых двух слагаемых в (3.3), замечаем, что они совпадают\*\*, если положить  $D = -R_1$  и заменить в первом слагаемом (3.3) величину  $\sin \theta_1$  на величину  $(\sin \theta_1 + b/D)$ , а во втором слагаемом (3.3) ту же величину — на  $(\sin \theta_1 - b/D)$ . Следовательно, выражения для мест фокусировки восстановленных изображений, масштабов, фазовых искажений могут быть получены из аналогичных выражений для систем без возмущающего элемента заменой  $R_1$  на  $-D_1$  и  $\sin \theta_1$  на  $(\sin \theta_1 + b/D)$  для сопряженного изображения и  $\sin \theta_1$  на  $(\sin \theta_1 - b/D)$  для истинного изображения. В практических системах удобно располагать приемное устройство в центре (на оси  $z$ ), т. е. выбирать  $b = 0$ , тогда выражение для угла падения восстанавливающей волны описывается (3.18).

Применение метода возмущенного поля для регистрации СВЧ голограмм имеет ряд преимуществ перед методами сканирования радиоприемными устройствами или излучателями. Основное преимущество заключается в том, что используется только один неподвижный немодулируемый приемник и излучатель. Это позволяет применять генераторы высокой мощности и приемники высокой чувствительности, что, в свою очередь, приводит к высокому потенциалу системы в целом, большей дальности и т. д. Другим преимуществом, возникающим обычно при использовании методов механического сканирования, являются малые искажения исследуемого поля.

Метод возмущенного поля можно использовать и в комбинациях со сканированием другими элементами; некоторые варианты указаны в приложении 3.

\*) Предполагается, что немодулированный СВЧ сигнал, попадающий непосредственно в приемную антенну, значительно меньше сигнала, подаваемого по линии связи от генератора  $Z$  через фазовращатель 4.

\*\*) С точностью до постоянного множителя  $\exp (ik_1 b/2D)$ .



**Сравнительный анализ систем с различными методами сканирования.** Выбор той или иной системы сканирования зависит от конкретного назначения этой системы и может производиться в соответствии с приложением 3.

Все системы со сканированием предназначены в основном для регистрации голограмм статических объектов или медленно развивающихся процессов. При этом под медленными понимаются такие процессы, развитие которых за время регистрации голограммы не приводит к изменениям амплитудно-фазовых соотношений в плоскости регистрации, превышающим некоторый заданный предел. (Например, изменение фазы не более чем на  $90^\circ$ .) Практически голографирование процессов возможно только в системах с электрическим сканированием. Эти системы являются наиболее сложными и поэтому их применение для голографирования статических объектов обычно оказывается нецелесообразным. Системы с механическим сканированием наиболее просты и надежны. Они удобны для проведения исследований в тех случаях, когда требуемое число точек на голограмме невелико. Их недостаток — большое время регистрации, которое может быть недопустимым, особенно при большом числе точек на голограмме. В этих случаях целесообразно использовать системы со смешанным сканированием.

При выборе сканирующего элемента приходится руководствоваться рядом соображений. Использование сканирующего приемника обычно позволяет создать более простые системы, чем использование сканирующего излучателя, если сам приемник несложен и поэтому обладает невысокой чувствительностью (например, приемник прямого усиления). Это позволяет сократить время регистрации. По мере того как возрастают требования к чувствительности системы, преимущества сканирования приемным элементом становятся все менее очевидными. Это связано со сложностью механического перемещения или электрической коммутации высокочувствительных приемников СВЧ диапазона.

Использование сканирующего излучателя позволяет получать высокие чувствительности системы, так как в этом случае используется только один неподвижный и некоммутируемый СВЧ приемник. Очевидно, в таких системах могут использоваться любые типы высокочувствительных СВЧ приемников. Недостатком системы является относительно большая сложность осуществления сканирования излучателем, особенно в случае, если используются большие мощности. В случае механического сканирования это связано с большими весами и габаритами излучателей, а также с необходимостью механически перемещать систему охлаждения, высоковольтные кабели и т. д. В случае электрического сканирования возникают сложности коммутации СВЧ энергии на больших уровнях.

Вариант со сканированием возмущающим элементом позволяет обойти обе трудности, т. е. позволяет применять и высокочувствительные приемники СВЧ и мощные источники колебаний, так как те и другие здесь неподвижны и не коммутируются. Однако в этом варианте сама система несколько усложняется в связи с тем, что появляется добавочный элемент (или матрица элементов в системах с электрическим сканированием), повышаются требования к стабильности излучения.

Системы со сложным сканированием сложнее систем со сканированием одним элементом. В то же время они позволяют получать ряд новых качеств, например возможность изменения соотношения между продольными и поперечными масштабами, возможность улучшения разрешающей способности. Представляются перспективными различные варианты систем типа «скрещенных линеек», так как общее количество сканирующих элементов в них существенно меньше количества точек на голограмме. Что касается систем со сканированием тремя элементами (приемный элемент, излучатель, возмущающий элемент) и особенно в сочетании с параллельным методом приема, то такие системы являются весьма сложными, а их свойства еще недостаточно изучены.

### 3.4. Дискретизация голограмм. Эквидистантные голограммы

Вопрос о влиянии дискретизации голограмм на качество восстановленного изображения является одним из основных вопросов, возникающих при регистрации СВЧ голограмм с помощью радиоприемных устройств. Проблема заключается в том, чтобы получить удовлетворительное восстановленное изображение при возможно меньшем общем количестве точек отсчета (элементов) на голограмме. При этом следует определить, что понимать под «удовлетворительным изображением». Очевидно, проще всего перейти к частотным представлениям и, рассматривая голограмму как «канал связи», говорить о максимальной полосе частот, пропускаемой этим каналом. При таком представлении голограмму можно рассматривать не только как двумерный пространственный канал связи, но, введя третью степень свободы — время, и как трехмерный. Принципиально это должно дать возможность передавать очень большое количество информации (при неограниченном времени передачи — для стационарных объектов), т. е. использовать очень малое число (в пределе два) пространственных отсчетов. Несмотря на указанную принципиальную возможность, прямо вытекающую из общих положений теории информации, возможные пути ее реализации пока не ясны. Поэтому здесь, так же как и во всех других работах, посвященных влиянию дискретизации [35—41], временная степень свободы не принимается во внимание.

Частотный подход к рассматриваемой проблеме обладает, однако, по крайней мере, одним существенным недостатком. В окончательные выражения для допустимых расстояний между элементами входят пространственно-спектральные характеристики, а они в ряде случаев неизвестны. Вместе с тем в голографическом радиовидении часто нет необходимости детального восстановления внутренней структуры изображения объекта, а достаточно получить лишь его внешние контуры. Для таких задач под «удовлетворительным» изображением можно понимать такие изображения, внешние контуры которых передают действительную форму объекта. Именно такой подход использован в нашем анализе, основанном, как и раньше, на рассмотрении интеграла Френеля — Кирхгофа. Практически наши приближения сводятся к тому, что изображение считается «неискаженным», если соответству-

ющие геометро-оптические изображения\*) не перекрываются пространственно с какими-либо иными геометрическими изображениями или их проекциями. Влияние дифракционных «хвостов» мешающих изображений, которое принципиально может существенно исказить внутреннюю мелкую структуру полезного изображения, здесь не учитывается. Это дает возможность получить выражения, пригодные для непосредственного практического применения в каждом конкретном случае, имея в виду указанные выше ограничения.

**Получение изображений.** Пусть голограмма, описываемая (после уменьшения в  $n$  раз) при идеальном непрерывном регистраторе выражением (3.3), зарегистрирована теперь дискретно с постоянным шагом  $d$ . Тогда уравнение дискретной голограммы может быть записано в виде

$$I(x'_2) = I_n(x'_2) \operatorname{rect}\left(\frac{x'_2}{L} n\right) \sum_{m=-L/d}^{L/d} \operatorname{rect}\left(\frac{x'_2 - md/n}{b} n\right), \quad (3.28)$$

где  $2b \leq d$  — размер непрерывного участка голограммы;

$$\operatorname{rect}(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } |x| \leq 1/2, \\ 0 & \text{при } |x| > 1/2. \end{cases}$$

Представление дискретной голограммы в виде (3.28) охватывает случай «дискретно-непрерывных» голограмм, которые получают, например, при дискретной записи всей голограммы с помощью матрицы из небольших непрерывных голограмм, разделенных постоянным промежутком. При  $b \rightarrow 0$  запись (3.28) может быть применена для описания СВЧ или акустических голограмм, зарегистрированных приемником с антенной малой апертуры ( $b \ll d$ ). Однако при конечных размерах апертуры приемной антенны  $2b$  необходимо дополнительно учитывать ее усредняющее действие. В [56] показано, что если размер приемной антенны выбирается из условия передачи максимальных пространственных частот объекта, то влияние усреднения незначительно и может быть учтено при реконструкции. Следовательно, полагая, что  $2b \leq d$ , где  $d$ , как показано ниже, удовлетворяет условиям передачи максимальной пространственной частоты, образованной краями объекта, можно в первом приближении усредняющим действием приемной антенны пренебречь.

Поскольку за пределами голограммы  $I(x'_2) = 0$ , продолжим сумму, входящую в (3.28), до бесконечности и представим полученную периодическую последовательность ее разложением в ряд Фурье:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \operatorname{rect}\left(\frac{x'_2 - md/n}{b} n\right) = \frac{d}{b} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(2l \frac{b}{d}\right) \exp il \frac{2\pi}{d} n x'_2, \quad (3.29)$$

где  $\operatorname{sinc}(e) = \sin \pi e / \pi e$ .

\*) Под геометро-оптическими изображениями понимаются изображения, построенные по законам геометрической оптики (т. е. при  $\lambda \rightarrow 0$ ). Их положения в плоскости восстановленных изображений можно определить, полагая, что апертура голограммы  $L$  неограниченно увеличивается ( $L \rightarrow \infty$ ).

Подставляя (3.29) в (3.28), получаем

$$I(x'_2) = I_n(x'_2) \frac{d}{b} \operatorname{rect}\left(\frac{x'_2}{L} n\right) \sum_{l=-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(2l \frac{b}{d}\right) \exp il \frac{2\pi}{d} n x'_2. \quad (3.30)$$

Пусть голограмма (3.30) освещается сферической восстанавливающей волной вида:

$$e(x'_2) = \operatorname{const} \exp ik_2 [(x'_2)^2 / 2R_2 - x'_2 \sin \theta_2].$$

Составляющая общего поля, создаваемая при реконструкции голограммы  $l$ -м слагаемым (3.30) в плоскости изображения  $P_3$  (см. рис. 3.1), имеет вид:

$$E_l(x_3) = \operatorname{const} \operatorname{sinc}\left(2l \frac{b}{d}\right) \int_{-L/n}^{L/n} I_n(x'_2) \exp i \left[ l \frac{2\pi}{d} n x'_2 + k_2 \frac{(x'_2)^2}{2R_2} - k_2 x'_2 \sin \theta_2 + k_2 \frac{(x'_2 - x_3)^2}{2D^2} \right] dx'_2. \quad (3.31)$$

Подставляя в (3.31) выражение (3.3) вместо  $I_n(x'_2)$  находим, как и ранее, места фокусировки и поперечные масштабы изображений, обусловленных каждым из четырех слагаемых выражения\*) (3.3), а также выражения для соответствующих полей в плоскостях их фокусировки. При этом будем называть четверку изображений, соответствующих  $l = 0$ , главными изображениями, так как они не отличаются от изображений, создаваемых непрерывной голограммой, а все остальные (при  $l \neq 0$ ) побочными.

Найдем поле, образующее сопряженное изображение,

$$\begin{aligned} E_l^1(x_3) &= \operatorname{const} \operatorname{sinc}\left(2l \frac{b}{d}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-L/n}^{L/n} T^*(x_1) \times \\ &\times \exp i \left[ x'_2 \left( k_1 \frac{n x_1}{D_1} - k_2 \frac{x_3}{D_2} + l \frac{2\pi}{d} n \right) + k_2 \frac{x_3^2}{2D_2^2} - \right. \\ &\left. - k_1 \frac{x_1^2}{2D_1^2} \right] dx_1 dx'_2 = \operatorname{const} \operatorname{sinc}\left(2l \frac{b}{d}\right) \exp \left( i k_2 \frac{x_3^2}{2D_2^2} \times \right. \\ &\left. \times \int_{-\infty}^{\infty} T^*(x_1) \operatorname{sinc}\left[ \frac{k_1 L}{\pi D_1 n} \left( x_1 - \frac{x_3 + l c^1}{M^1} \right) \right] \exp \left( - i k_1 \frac{x_1^2}{2D_1^2} \right) dx_1, \quad (3.32) \end{aligned}$$

где

$$c^1 = D_2^2 n \lambda_2 / d = D_1 M^1 \lambda_1 / d$$

— расстояние между двумя соседними изображениями.

\*) При регистрации методом возмущенного поля следует заменить в (3.3)  $R_1$  на  $-D$ .

Положение плоскости фокусировки этого изображения  $D_2 = D_2^I$ , поперечный масштаб  $M = M^I$  и требуемый угол падения опорной волны  $\theta_2'$ , необходимый для формирования главного сопряженного изображения в окрестности точки  $x_3 = 0$ , определяются выражениями (3.7) — (3.8), в которых используется только верхний знак. Аналогично найдем  $E_I^{II}(x_3)$  — поле, образующее истинное изображение, которое фокусируется в некоторой другой плоскости  $D_2 = D_2^{II}$  и имеет поперечный масштаб  $M = M^{II}$ , определяемый формулами (3.8), в которых берется нижний знак. Получим

$$E_I^{II}(x_3) = \text{const} \operatorname{sinc} \left( 2l \frac{b}{d} \right) \exp i k_2 \frac{x_3^2}{2D_2^{II}} \int_{-\infty}^{\infty} T(x_1) \times \\ \times \operatorname{sinc} \left[ \frac{k_1 L}{\pi D_1 n} \left( x_1 - \frac{x_3 + lc^{II} + 2D_2^{II} \sin \theta_2'}{M^{II}} \right) \right] \exp i k_1 \frac{x_1^2}{2D_1} dx_1, \quad (3.33)$$

где  $c^{II} = D_2^{II} n \lambda_2 / d = D_1 M^{II} \lambda_1 / d$ .

Из (3.33) видно, что главное истинное изображение смещено в плоскости его фокусировки относительно  $x_3 = 0$  на величину  $2D_2^{II} \sin \theta_2'$ . Найдем поле, образующееся за счет третьего слагаемого,

$$E_I^{III}(x_3) = \text{const} \operatorname{sinc} \left( 2l \frac{b}{d} \right) \int_{-L/n}^{L/n} \exp i \times \\ \times \left[ k_2 \frac{(x_2')^2}{2R_2} - k_2 x_2' \sin \theta_2' + l \frac{2\pi}{d} n + k \frac{(x_2' - x_3)^2}{2D_2} \right] dx_2'.$$

В плоскости фокусировки этого изображения, определяемой равенством  $D_2^{III} = -R_2$ , поле описывается выражением

$$E_I^{III}(x_3) = \text{const} \operatorname{sinc} \left[ \left( 2l \frac{b}{d} \right) \exp \left( -i k_2 \frac{x_3^2}{2R_2} \right) \right] \times \\ \times \operatorname{sinc} \left[ \frac{k_2 L}{\pi R_2 n} (x_3 - R_2 \sin \theta_2' + lc^{III}) \right], \quad (3.34)$$

где  $c^{III} = nR_2 \lambda_2 / d$ .

Найдем поле, образующееся за счет четвертого слагаемого (3.3),

$$E_I^{IV}(x_3) = \text{const} \operatorname{sinc} \left( 2l \frac{b}{d} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-L/n}^{L/n} T^*(x_1') T(x_1'') \times \\ \times \exp i \left\{ -k_1 \frac{(x_2' n - x_1')^2 + (n x_2' - x_1'')^2}{2D_1} + k_2 \left[ \frac{(x_2' - x_3)^2}{2D_2} - x_2' \sin \theta_2' \frac{(x_2')^2}{2R_2} \right] + \right. \\ \left. + l \frac{2\pi}{d} n x_2' \right\} dx_1' dx_1'' dx_2'. \quad (3.35)$$

Полагая сумму коэффициентов при  $(x_2')^2$  равной нулю, получаем выражение для плоскости фокусировки:

$$D_2^{IV} = D_2^{III} = -R_2.$$

Поле  $E_I^{IV}(x_3)$  в этой плоскости описывается выражением

$$E_I^{IV}(x_3) = \text{const} \operatorname{sinc} \left( 2l \frac{b}{d} \right) \exp i \left( k_2 \frac{-x_3^2}{2R_2} \right) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T^*(x_1') T(x_1'') \operatorname{sinc} \left[ \frac{k_1 l}{\pi D_1 n} \left( x_1' - x_1'' - \frac{\tau}{M^{IV}} \right) \right] dx_1' dx_1'', \quad (3.35)$$

где

$$\tau = x_3 + (D_1 \sin \theta_1' + l D_1 \lambda_1 / d) M^{IV}, \\ c^{IV} = c^{III} = nR_2 \lambda_2 / d, \quad M^{IV} = nR_2 \lambda_2 / D_1 \lambda_1.$$

Как видно из (3.31) — (3.35), при восстановлении эквидистантных дискретных голограмм возникает множество одинаковых четверок изображений  $E_i^l$ , где  $i = I, II, III, IV$ . Каждое из однотипных побочных изображений сдвинуто в плоскостях своих фокусировок относительно главных изображений в той же плоскости на расстояние  $lc^l$ . При этом интенсивность побочных изображений убывает с ростом их номера  $l$  по закону  $\operatorname{sinc}^2 [2l(b/d)]$ . При  $b \rightarrow 0$  интенсивность побочных изображений приближается к интенсивности главных. Для  $b \rightarrow d/2$  интенсивность всех побочных изображений, как и следовало ожидать, равна нулю, так как голограмма становится непрерывной. Появление множества равноотстоящих изображений при реконструкции дискретных голограмм физически очевидно. Действительно, дискретизация голограмм с постоянным шагом приводит к возникновению периодичности на голограмме. Эквидистантная дискретная голограмма представляет собой дифракционную решетку с прямоугольным профилем, промодулированную по плотности функцией  $I_n(x_2')$ . Естественно, что при освещении такой голограммы восстанавливающей волной за счет дифракции на этой решетке образуется множество порядков, каждый из которых, в свою очередь, разбивается на три порядка (один из которых содержит два изображения  $E_I^{III}$  и  $E_I^{IV}$ ) в соответствии с законом изменения  $I_n(x_2')$ . Здесь имеется полная аналогия с ситуациями, возникающими при временной дискретизации электрических сигналов, приводящей к размножению спектра (см., например, рис. 3.4, в [57]) и при пространственной дискретизации в эквидистантных фазированных антенных решетках, приводящей к возникновению дифракционных максимумов в диаграмме направленности (см., например, [52]).

**Условия отсутствия искажений.** Очевидно, что из-за ограниченной апертуры голограммы поля каждого из изображений  $E_i^l(x_3)$  простираются до бесконечности и, следовательно, их взаимное наложение теоретически не может быть исключено, т. е. искажения неизбежны. Однако, как уже указывалось ранее, мы будем оперировать только ге-

ометро-оптическими изображениями, что позволяет наложить условия отсутствия перекрытия их друг другом, считая их условиями отсутствия искажений (см. § 6.4). Найдем геометрические изображения, полагая в (3.29) — (3.35), что  $L \rightarrow \infty$ :

сопряженные изображения

$$\lim_{L \rightarrow \infty} E_I^I(x_3) = \text{const} \text{sinc} \left( 2l \frac{b}{d} \right) \exp i \left[ k_2 \frac{x_3^2}{2D_2^I} \left( 1 - \frac{1}{nM^I} \right) \right] \times T^* \left( \frac{x_3 + lc^I}{M^I} \right); \quad (3.36)$$

истинные изображения

$$\lim_{L \rightarrow \infty} E_I^{II}(x_3) = \text{const} \text{sinc} \left( 2l \frac{b}{d} \right) \exp i \left[ k_2 \frac{x_3^2}{2D_2^{II}} \left( 1 + \frac{1}{nM^{II}} \right) \right] \times T \left( \frac{x_3 + lc^{II} + 2D_2^{II} \sin \theta_2}{M^{II}} \right); \quad (3.37)$$

изображения восстанавливающего источника

$$\lim_{L \rightarrow \infty} E_I^{III}(x_3) = \text{const} \text{sinc} (2lb/d) \exp (-ik_2 x_3^2 / 2R_2) \times \delta (x_3 - R_2 \sin \theta_2 + lc^{III}), \quad (3.38)$$

где  $\delta(\epsilon)$  — дельта-функция;

изображения, обусловленные взаимной интерференцией излучений от различных точек объекта при регистрации СВЧ голограмм

$$\lim_{L \rightarrow \infty} E_I^{IV}(x_3) = \text{const} \text{sinc} \left( 2l \frac{b}{d} \right) \int_{-\infty}^{\infty} T^*(x_1 - \tau) \times T(x_1^*) dx_1^* = \text{const} \text{sinc} \left[ 2l \left( \frac{b}{d} \right) \right] T \left( \frac{x_3}{M^{IV}} \right) * T \left( \frac{x_3}{M^{IV}} \right), \quad (3.39)$$

где символом \* обозначена операция корреляции.

Определим геометрические размеры всех изображений:

— согласно (3.36) и (3.37) размеры сопряженных и истинных изображений объекта размером  $2a$  в плоскостях их фокусировок равны  $2a^I = 2aM^I$  и  $2a^{II} = 2aM^{II}$  соответственно;

— согласно (3.38) размеры изображений восстанавливающего источника в плоскости их фокусировок равны нулю;

— согласно (3.39) размеры изображений, обусловленных взаимной интерференцией различных точек объекта друг с другом при регистрации СВЧ голограмм, определяются не только размером объекта, но и видом функции  $T(x_1)$ . В частном случае, когда объект представляет собой равномерно и синфазно освещенную часть плоскости, размер этого изображения согласно (3.39) равен  $4aM^{IV}$ . Как будет показано далее, в ряде случаев (например, используя искусственное формирова-

ние опорной волны [20]) можно получать СВЧ голограммы, уравнения которых описываются (3.3) без четвертого слагаемого. В этом случае изображение  $E_I^{IV}$  отсутствует.

В связи с этим определим минимально допустимый угол падения опорной волны  $\theta_{\text{мин}}$  и максимально возможный при этом угле падения шаг  $d_{\text{макс}}$  для двух случаев:

— уравнение голограммы описывается только тремя первыми слагаемыми (3.3);

— объект есть равномерно и синфазно освещенная часть плоскости, а голограмма описывается всеми четырьмя слагаемыми (3.3).

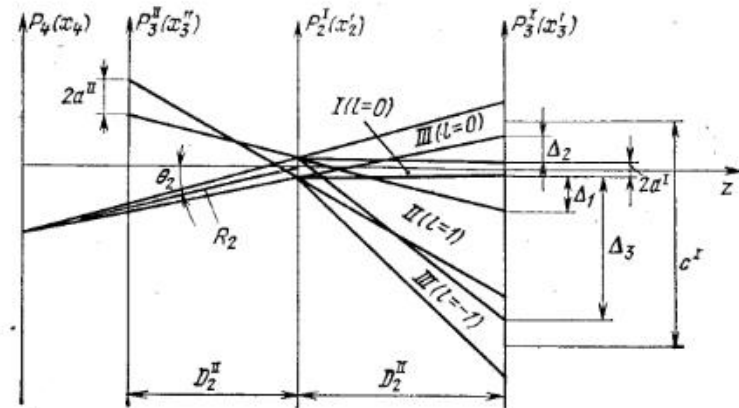


Рис. 3.7. К выбору угла падения опорной волны.

Проанализируем сначала первый случай. Для этого, используя приближения геометрической оптики, спроектируем через голограмму на плоскость  $P_3^I$  изображения, фокусирующуюся в плоскостях  $P_3^{II}$  и  $P_4$ . Легко видеть (рис. 3.7), что соседними с главным изображением  $E_0^I$  являются  $E_1^{II}$  и  $E_0^{III}$ . Из геометрических построений можно показать, что расстояние  $\Delta_1$  между краями проекции изображения  $E_1^{II}$  и главного сопряженного изображения  $E_0^I$  равно:

$$\Delta_1 = (D_2^I / D_2^{II}) c^{II} - 2D_2^I \sin \theta_2 - (1 + D_2^I / D_2^{II}) (a^{II} + L/n) - a^I.$$

Накладывая условие отсутствия перекрытия этих изображений ( $\Delta_1 \geq 0$ ) и учитывая (3.8), получаем условие выбора расстояния между элементами голограммы:

$$\lambda_1 / d \geq 2 [\sin \theta_1 + a / D_1 + (1 - D_1 / R_1) L / D_1]. \quad (3.40)$$

Аналогично, накладывая условие отсутствия перекрытия главного сопряженного изображения с проекцией изображения  $E_0^{III}$  ( $\Delta_2 \geq 0$ ) (рис. 3.7), получим условие выбора угла падения опорной волны

$$\sin \theta_1 \geq [a + L(1 - D_1 / R_1)] / D_1. \quad (3.41)$$

В частном случае плоской опорной волны ( $R_1 \rightarrow \infty$ ) выражения (3.40) и (3.41) принимают вид:

$$d \leq \frac{\lambda_1}{2 [\sin \theta_1 + (a+L)/D_1]}, \quad \sin \theta_1 \geq \frac{a+L}{D_1}, \quad (3.42)$$

откуда максимально допустимое расстояние между элементами на голограмме равно

$$d_{\max} = \lambda_1/4 \sin \theta_1. \quad (3.43)$$

Если рассматривать голографический процесс с позиции теории связи, то величина  $\sin \theta_1 / \lambda_1$  играет роль пространственной несущей частоты, следовательно, условие (3.43) означает, что в данном случае на один период несущей следует делать четыре отсчета. Это совпадает с выводом, полученным в [37], где рассматривается именно такой частный случай.

Общее условие (3.40) предполагает отсутствие наложений сфокусированного сопряженного и расфокусированного истинного изображений. Однако, поскольку интенсивность расфокусированного изображения существенно ниже, чем сфокусированного, в ряде случаев такое наложение допустимо. Тогда вместо условия  $\Delta_1 \geq 0$  следует наложить условие отсутствия перекрытия главного сопряженного изображения с проекцией изображения восстанавливающего источника при  $l = -1$ , т. е.  $\Delta_3 \geq 0$ , где

$$\Delta_3 = c^1 - D_2^1 \sin \theta_2 - a^1 - L n^{-1} (1 + D_2^1/R_2).$$

С учетом (3.41) и (3.8) получаем условие выбора дискрета

$$\lambda_1/d \geq \sin \theta_1 + [a + L (1 - D_1/R_1)]/D_1.$$

Максимальный шаг  $d = d_{\max}$  получаем при выполнении равенства в (3.41)

$$\lambda_1/d_{\max} = 2 \sin \theta_1 = 2 [a + L (1 - D_1/R_1)]/D_1. \quad (3.44)$$

Представляет интерес рассмотреть еще один частный случай, соответствующий обработке СВЧ голограмм, зарегистрированных с помощью приемника-перемножителя на ЭВМ. Как будет показано в § 3.6, биполярный сигнал на выходе собственно приемника-перемножителя описывается только полезными слагаемыми (двумя первыми) (3.3), причем этот сигнал может быть введен в ЭВМ (например, после записи на магнитную ленту, см. гл. 4). Это позволяет увеличить шаг  $d$  до такой величины, при которой еще не наступает перекрытия двух соседних полезных изображений. В частности, если можно пренебречь расфокусированным изображением, из условия  $c^1 \geq 2a^1$  получаем максимально допустимый шаг:

$$d_{\max} = \lambda_1 D_1 / 2a. \quad (3.45)$$

Выбор угла падения опорной волны в этом случае может быть произвольным.

Проделив аналогичные операции для частного случая регистрации голограммы при помощи квадратичного детектора равномерно и синфазно освещенного объекта, получим

$$\sin \theta_1 \geq [3a + L (1 - D_1/R_1)]/D_1. \quad (3.46)$$

Выбор расстояния между элементами в данном случае, очевидно, следует производить согласно (3.40), подставляя, однако, для  $\sin \theta_1$  выражение (3.46). В частном случае при плоской опорной волне  $R_1 \rightarrow \infty$  получаем условие выбора (3.42). В случае дальней зоны ( $L \rightarrow 0$ ) согласно (3.46)  $a/D_1 = \sin \theta_1/3$ , и, следовательно, по (3.42) расстояние между элементами на голограмме:

$$d_{\max} = 3\lambda_1/8 \sin \theta_1 \simeq \lambda_1/3 \sin \theta_1. \quad (3.47)$$

Именно так рекомендуется выбирать шаг в работе [35], где рассматривается этот частный случай (см. § 6.4). Наконец, подставив (3.46) в (3.42), получим для указанного случая дальней зоны ( $L \rightarrow 0$ ):

$$d_{\max} = \lambda_1 D_1 / 8a, \quad \sin \theta_{1\min} = 3a/D_1. \quad (3.48)$$

Основные выражения для выбора максимально допустимого расстояния между элементами (3.40), (3.41) и (3.46) могут быть объединены в одно, если ввести параметр  $\sigma$ , характеризующий способ регистрации голограммы:

$$\sigma = \begin{cases} 1 & \text{при регистрации приемником-перемножителем,} \\ 2 & \text{при регистрации квадратичным приемником.} \end{cases}$$

Подставив (3.40) и (3.46) в (3.41) и заменив знак неравенства знаком равенства, получим

$$\lambda_1/d_0 = 4LD_1^{-1} (1 - D_1/R_1 + \sigma a/L). \quad (3.49)$$

Здесь через  $d_0$  обозначено максимально допустимое расстояние между элементами на голограмме.

Обобщим теперь основные выражения на вариант синхронного сканирования. Прделав соответствующие выкладки, получим:

- минимально допустимый угол падения опорной волны:  
а) в варианте с приемником-перемножителем

$$\begin{aligned} \sin \theta_{1\min} &= \\ &= \frac{ax[(1-q) + (p-q) D_1/D_0] + L [(1-q)^2 + (p-q)^2 D_1/D_0 - D_1/R_1]}{D_1} \\ &\quad - (p-q) \rho/D_0. \end{aligned} \quad (3.50)$$

- б) в варианте с квадратичным приемником

$$\begin{aligned} \sin \theta_{1\min} &= \\ &= \frac{3a [(1-q) + (p-q) D_1/D_0] + L [(1-q)^2 + (p-q)^2 D_1/D_0 - D_1/R_1]}{D_1} \\ &\quad - (p-q) \rho/D_0; \end{aligned} \quad (3.51)$$

— максимально допустимое расстояние между элементами на голограмме  $d_0$  должно выбираться из условия

$$\lambda_1/d_0 = 4LD_1^{-1} \{ (1-q)^2 + (p-q)^2 D_1/D_0 - D_1/R_1 + \sigma a L^{-1} [1-q + (p-q) D_1/D_0] \}. \quad (3.52)$$

В частном случае, когда приемник и источник совмещены ( $p = 0$ ) и сканируют с равными скоростями ( $p = 1$ ), а объект неподвижен ( $q = 0$ ) и используются плоские опорные волны ( $R_1 = \infty$ ), получим, что пространственная несущая должна быть вдвое выше, чем в квазиоптических схемах [см. (3.41) и (3.51)], а интервал между отсчетами вдвое меньше [см. (3.52) и (3.48)], как и следовало ожидать (см. рис. 3.3).

**Несимметричное размещение объекта.** Все полученные выше выражения справедливы для схем с симметричным расположением объекта относительно голограммы (размер голограммы вдоль положительного и отрицательного направления оси  $x$  с началом в центре объекта одинаков и равен  $L$ ). Такое расположение наиболее удобно в практике, особенно при голографировании в безэховых камерах с ограниченным объемом. В общем случае, если размер голограммы в положительном направлении оси  $x_2$  равен  $L_1$ , а в отрицательном —  $L_2$ , выражение (3.52) принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_1}{d_0} = & 4 \frac{L_1+L_2}{D_1} \left\{ \frac{3}{4} \left[ (1-q)^2 + (p-q)^2 \frac{D_1}{D_0} - \frac{D_1}{R_1} \right] + \right. \\ & \left. + \sigma \frac{a}{L_1+L_2} \left[ 1-q + (p-q) \frac{D_1}{D_0} \right] \right\} + \\ & + \frac{L_1-L_2}{n^2} \frac{D_1 \lambda_1}{R_2 \lambda_2} - 3 \frac{L_1}{D_1} \left[ (1-q)^2 + (p-q)^2 \frac{D_1}{D_0} - \frac{D_1}{R_1} \right]. \end{aligned}$$

**Двумерный и трехмерный случай.** Выше был рассмотрен случай одномерной голограммы. Если голограмма двумерная, направление падения опорной волны должно характеризоваться не одним параметром — углом  $\theta_1$ , а двумя — углами падения в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$ . При этом в случае плоских волн, если угол падения  $\theta_1$  в плоскости  $xOz$  выбран в соответствии с (3.42), угол падения в плоскости  $yOz$  целесообразно выбрать равным нулю. Тогда из условия отсутствия взаимного перекрытия двух соседних вдоль оси  $Y$  сфокусированных полезных изображений ( $c^1 \geq 2a^1$ ) получим:

$$\lambda_1/d_{0y} = 2a/D_1 [1-q + (p-q) D_1/D_0], \quad (3.53)$$

где  $d_{0y}$  — максимальное расстояние между элементами вдоль оси  $y$ .

Для квазиоптических систем ( $p = 0$ ,  $q = 0$ ) так же, как при выводе (3.45), получаем:

$$\lambda_1/d_{0y} = 2a/D_1. \quad (3.54)$$

Следовательно, общее число элементов на голограмме вдоль оси  $Y$  равно:

$$N_{0y} = \frac{2L}{d_{0y}} + 1 = \frac{2a}{2L/D_1 \lambda_1} + 1.$$

Учитывая (3.16), получаем, что  $N_{0y}$  равно (пренебрегая единицей) количеству разрешаемых элементов на объекте (по уровню 0,707)  $N_0 = 2a/\Delta x_1$ . Очевидно, сокращение общего числа элементов на голограмме вдоль оси  $y$  относительно определяемого (3.54) с помощью каких бы то ни было средств должно привести к частичной потере информации.

Проведенный выше анализ справедлив, строго говоря, только для плоских объектов. Однако выражения для  $\theta_1$  и  $d$  могут быть легко обобщены на случай объемного объекта, если вместо  $D_1$  и  $D_0$  в этих выражениях подставить  $D_{1 \text{ мин}}$  и  $D_{0 \text{ мин}}$ , соответствующие расстояниям от плоскостей приемных и освещающих элементов до ближайших к ним плоскостей, нормальных к оси  $z$ , в которых лежат кромки объемного объекта.

### 3.5. Неэквидистантные голограммы

**Выбор закона размещения элементов.** Если поставить задачу о минимальном допустимом количестве элементов на голограмме, при котором качество изображения (в указанном в § 3.4 смысле) не ухудшается, то оказывается, что оптимальным является неэквидистантное размещение элементов по определенному закону с линейно-нарастающей частотой отсчетов [40]. Согласно этому закону элементы на голограмме размещаются чаще в тех местах, где изменение интенсивности интерференционного при переходе от точки к точке пространства происходит быстрее, и реже в той части голограммы, где это изменение происходит медленнее.

Пусть, например, в плоскости  $P_2$  производится запись голограммы плоского транспаранта, расположенного в плоскости  $P_1$  (рис. 3.8). Положим сначала, что объект представляет собой равномерно и синфазно освещенную часть плоскости, линейный размер которой вдоль оси  $x$  равен  $2a$ . Максимальная пространственная частота интерференционных полос, очевидно, должна наблюдаться в результате интерференции колебаний опорной волны с колебаниями, идущими от наиболее удаленной от опорного источника точки  $A$  объекта. Легко видеть, что в предположениях, справедливых для зоны Френеля в произвольной точке  $x_2$ , разность фаз  $\Delta\varphi$  опорной сферической волны и волны, излученной из точки  $A$  объекта, равна

$$\Delta\varphi(x_2) \simeq \text{const} + 0,5 k_1 x_2^2 (D_1^{-1} - R_1^{-1}) + k_1 x_2 (\sin \theta_1 + \sin \varphi_s),$$

где  $\sin \varphi_s \simeq a/D_1$  (рис. 3.8).

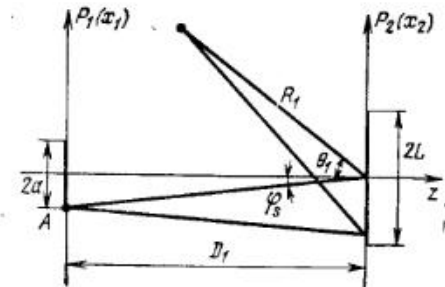


Рис. 3.8. Схема записи голограммы плоского транспаранта.

Следовательно, максимальная пространственная частота интерференционных полос изменяется вдоль голограммы по линейному закону:

$$\omega(x_2) = \frac{\partial [\Delta\varphi(x_2)]}{\partial x_2} = k_1 \left[ (\sin \theta_1 + \sin \varphi_s) + \frac{x_2}{D_1} \left( 1 - \frac{D_1}{R_1} \right) \right]. \quad (3.55)$$

Примем, что частота расположения элементов  $v(x_2)$  также изменяется по линейному закону

$$v(x_2) = m/x_2 = d^{-1} = d_0^{-1} (1 + \alpha x_2). \quad (3.56)$$

Здесь параметры  $\alpha$  и  $d_0$  пока не определены,  $m$  — число элементов на интервале от нуля до точки  $x_2$ , исключая элемент в точке  $x_2 = 0$ .

Положим, что период  $d = v^{-1}(x_2)$  расположения элементов в окрестности любой точки голограммы составляет некоторую  $\xi$ -ю часть от периода максимальной пространственной частоты  $\omega(x_2)$  в окрестности этой же точки. Тогда для краев голограммы  $x_2 = \pm L$  будем иметь

$$d_{\min} = 2\pi/\xi\omega_{\max}, \quad d_{\max} = 2\pi/\xi\omega_{\min}. \quad (3.57)$$

Для определения параметра  $\alpha$  положим в (3.55) и (3.56)  $x_2 = \pm L$  и найдем отношение этих периодов:

$$\begin{aligned} \frac{d_{\max}}{d_{\min}} &= \frac{1 + \alpha L}{1 - \alpha L} = \frac{\omega_{\max}}{\omega_{\min}} = \\ &= \frac{(\sin \theta_1 + \sin \varphi_s) + LD_1^{-1}(1 - D_1/R_1)}{(\sin \theta_1 + \sin \varphi_s) - LD_1^{-1}(1 - D_1/R_1)}. \end{aligned}$$

С учетом (3.39) и (3.46) получим

$$\alpha L = \frac{1 - D_1/R_1}{1 - D_1/R_1 + 2\sigma a/L}. \quad (3.58)$$

Для выбора параметра  $d_0$  положим, что минимальное расстояние между элементами на любом участке голограммы выбирается из (3.40), тогда для точки  $x_2 = +L$  получим

$$\frac{\lambda_1}{d_{\min}} = \frac{\lambda_1(1 + \alpha L)}{d_0} = 4 \frac{L}{D_1} \left( 1 - \frac{D_1}{R_1} + \sigma \frac{a}{L} \right).$$

Отсюда

$$\lambda_1/d_0 = 2LD_1^{-1} (1 - D_1/R_1 + 2\sigma a/L). \quad (3.59)$$

Как было показано при анализе эквидистантных голограмм, полезное изображение не перекрывается мешающим, если расстояние между элементами выбрано в соответствии с (3.40). Следовательно, полезное изображение, реконструированное по верхнему участку голограммы (который в первом приближении можно рассматривать как небольшую эквидистантную голограмму), при выполнении (3.59) также не перекрывается с мешающим. Так как на всех остальных участках голограммы отношение периода пространственной частоты  $2\pi/\omega(x_2)$  к расстоянию между элементами  $d(x_2)$  постоянно и такое же, как и на указанном верхнем участке, полезные изображения, восстановленные по

всей остальной голограмме, также не должны перекрываться мешающими изображениями.

Из (3.56) — (3.59) получаем, что  $\xi = 2$ . Следовательно, при выборе параметров  $\alpha$  и  $d_0$  по (3.58) и (3.59) в окрестности любой точки голограммы на каждый период максимальной пространственной частоты приходится по два отсчета, т. е. выполняется условие теоремы Котельникова, в соответствии с которой максимально возможный интервал между отсчетами при передаче сообщения с ограниченным спектром тоже равен половине периода, соответствующего максимальной частоте спектра этого сообщения.

**Сравнение эквидистантных и неэквидистантных голограмм по числу элементов.** Сравним теперь количества элементов на эквидистантной и неэквидистантной голограммах. Очевидно, количество элементов на эквидистантной голограмме  $N_0$  равно

$$N_0 = m_{\max} - m_{\min} + 1 = 2L/d_0 + 1,$$

где  $m_{\max}$  и  $m_{\min}$  — максимальный и минимальный номера элементов на голограмме.

Для неэквидистантных голограмм согласно (3.56)

$$m_{\max} = L/d_{\min}, \quad m_{\min} = L/d_{\max}$$

и общее число элементов с учетом (3.59)

$$N = m_{\max} - m_{\min} + 1 = 2L/d_0 + 1 = 2L/d_0 (1 + \alpha L) + 1.$$

Таким образом, неэквидистантное расположение элементов по закону (3.56) позволяет сократить их общее число (по сравнению с эквидистантной голограммой) примерно в  $(1 + \alpha L)$  раз. Отметим, что во всех вариантах, для которых  $D_1/R_1 \simeq 1$ , т. е. для «безлинзовой голографии Фурье», величина  $\alpha = 0$  и оптимальным является эквидистантное размещение элементов на голограмме. Заметим, наконец, что вариант с применением приемника-перемножителя и в неэквидистантных голограммах позволяет уменьшить число элементов.

**Формирование изображения неэквидистантной голограммой.** Найдем изображения, формируемые голограммой, элементы на которой размещены по закону (3.56), для плоского объекта, описываемого при выбранном освещении комплексной функцией  $T(x_1)$ .

Положив, что запись производится приемником с точечной апертурой, получим уравнение дискретной голограммы

$$\begin{aligned} I(x'_2) &= I_{\text{в}}(x'_2) \text{rect} \left( \frac{x'_2}{L} n \right) \times \\ &\times \sum_{m=m_{\min}}^{m_{\max}} \delta \left[ \frac{nx'_2(1 + \alpha nx'_2)}{d_0} - m \right]. \end{aligned} \quad (3.60)$$

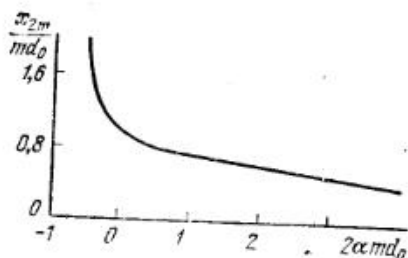
Значения  $x'_2 = x'_2 m$ , при которых аргумент дельта-функций, входящих в (3.60), равен нулю, являются точками отсчета на голограмме.

Учитывая принятое определение частоты расположения элементов на голограмме (3.56), замечаем, что  $x_{2m} = x'_2 m n$  являются корнями уравнения (3.56), т. е. выражение (3.60) действительно описывает дискретную голограмму, элементы которой расположены в соответствии с (3.56). Координаты расположения элементов определяются следующим выражением (рис. 3.9):

$$x_{2m}/md_0 = (-1 + \sqrt{1 + 4\alpha d_0 m}) / 2\alpha d_0 m. \quad (3.61)$$

Аналитически продолжим сумму в (3.60) до бесконечности и произведем замену переменных  $\eta = 2\pi n x'_2 (1 + \alpha n x'_2) / d_0$ , тогда выражение для суммы примет вид:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{\eta}{2\pi} - m\right) = 2\pi \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(\eta - 2\pi m) = \varphi(\eta).$$



Разложим полученную периодическую функцию переменной  $\eta$  в ряд Фурье

$$\varphi(\eta) = 2\pi \sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp i l \eta.$$

Поскольку ряд Фурье, составленный для функции  $\varphi(\eta)$ , сходится к ней\* при всех значениях  $\eta$ , он сходится к ней и при интересующих нас значениях

$\eta = 2\pi \frac{n x'_2 (1 + \alpha n x'_2)}{d_0}$ , т. е. для суммы в (3.60) можем записать

$$\begin{aligned} & \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{x'_2 n (1 + \alpha x'_2 n)}{d_0} - m\right) = \\ & = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp i l \frac{2\pi}{d_0} [n x'_2 + n^2 \alpha (x'_2)^2]. \end{aligned} \quad (3.62)$$

Подставим (3.62) и первое слагаемое (3.3) в (3.60) и рассмотрим  $l$ -е слагаемое полученного уравнения голограммы:

$$\begin{aligned} I_l^I(n x'_2) &= \text{const} \text{rect}\left(\frac{x'_2}{L} n\right) \int_{-a}^a T^*(x_1) \times \\ & \times \exp\left\{i k_1 \left[-\frac{(x'_2 n - x_1)^2}{2D_1} + \frac{(x'_2 n)^2}{2R_1} - x'_2 n \sin \theta_1\right] + \right. \\ & \left. + i l \frac{2\pi}{d_0} [n x'_2 - \alpha (n x'_2)^2]\right\} dx_1. \end{aligned} \quad (3.63)$$

При освещении транспаранта, прозрачность которого описывается (3.63), источником колебаний с длиной волны  $\lambda_2$ , расположенным в точке с координатами  $\theta_2$  и  $R_2$ , поле в некоторой плоскости  $P_2^I$ , отстоящей от плоскости голограммы на расстоянии  $D_2^I$ , описывается выражением

$$\begin{aligned} E_l^I(x'_2) &= \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-L/n}^{L/n} T^*(x_1) \exp i \left\{ k_1 \left[-\frac{(x'_2 n - x_1)^2}{2D_1} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{(x'_2 n)^2}{2R_1} - x'_2 n \sin \theta_1\right] + l \frac{2\pi}{d_0} n x'_2 (1 + \alpha n x'_2) + \right. \\ & \left. \left. + k_2 \left[\frac{(x'_2)^2}{2R_2} + x'_2 \sin \theta_2 + \frac{(x'_2 - x_3)^2}{2D_2^I}\right]\right\} dx_1 dx'_2. \end{aligned} \quad (3.64)$$

Аналогично можно записать выражение для полей  $E_l^{II}$ ,  $E_l^{III}$  и  $E_l^{IV}$ . Применяя к этим выражениям описанный в § 3.4 метод нахождения плоскостей фокусировок, поперечного масштаба и смещения, получаем:

— для плоскостей фокусировок

$$D_{2l} = \pm \frac{D_1 \lambda_1 / \lambda_2}{n^2 (1 - D_1 / R_1 \mp 2\alpha l D_1 \lambda_1 / d_0) \mp D_1 \lambda_1 / R_2 \lambda_2}, \quad (3.65)$$

$$D_{2l}^{III} = D_{2l}^{IV} = - \frac{R_2}{1 + 2\alpha l n^2 R_2 \lambda_2 / d_0};$$

— для поперечных масштабов

$$M_l = n D_{2l} \lambda_2 / D_1 \lambda_1; \quad (3.66)$$

— для смещений

$$c_l = l M_l D_1 \lambda_1 / d_0, \quad (3.67)$$

где верхний знак относится к сопряженному, а нижний — к истинному изображению.

Таким образом, при реконструкции неэквидистантных голограмм, элементы на которых размещены по закону (3.56), восстанавливается четверка главных изображений (соответствующих  $l = 0$ ), расположен-

\* Здесь, как обычно, под сходимостью ряда для дельта-функции  $\delta(x)$  к ней самой понимается сходимость функции, определяемой выражением  $y = \lim_{a \rightarrow \infty} \frac{\sin ax}{\pi x} =$

$= \lim_{a \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \exp i x t dt.$



ных в тех же местах, что и при реконструкции непрерывной голограммы, и множество побочных изображений. В отличие от случая эквидистантных голограмм в рассматриваемом случае каждое из изображений одного типа фокусируется в разных плоскостях  $D_{2l}$  и смещено вдоль оси  $x$  относительно соседнего на неодинаковое расстояние  $c_l$ . Подставив (в 3.65) значения параметров  $\alpha$  и  $d_0$ , определяемых (3.58), (3.59), и произведя геометрические построения как и при анализе эквидистантных голограмм, можно показать, что в плоскости фокусировки каждого из главных изображений ни одна из проекций всех остальных изображений не перекрывается с сфокусированным в этой плоскости изображением. В плоскостях фокусировки каждого из побочных изображений происходит частичное перекрытие сфокусированного изображения с проекциями других изображений. Следовательно, при реконструкции неэквидистантных голограмм рассматриваемого типа фактически можно наблюдать только главные изображения, как и при реконструкции непрерывных голограмм.

Проделав аналогичный анализ для случая синхронного сканирования, получим следующие выражения для выбора параметров  $\alpha$  и  $d_0$ :

$$\alpha L = \frac{(1-q)^2 + (p-q)^2 \frac{D_1}{D_0} - \frac{D_1}{R_1}}{(1-q)^2 + (p-q)^2 \frac{D_1}{D_0} - \frac{D_1}{R_1} + 2\sigma \frac{a}{L} \left[ (1-q) + (p-q) \frac{D_1}{D_0} \right]},$$

$$\lambda_1/d_0 = 2LD_1^{-1} \{ (1-q)^2 + (p-q)^2 D_1/D_0 - D_1/R_1 + 2\sigma a/L [(1-q) + (p-q) D_1/D_0] \}. \quad (3.68)$$

При реконструкции голограмм методом возмущенного поля следует заменить в (3.68)  $R_1$  на  $-D_1$ .

В случае неэквидистантных голограмм нельзя непосредственно распространить полученные результаты на трехмерные объекты, положив, например, в (3.68) вместо величины  $D_1$  величину  $D_{1\text{мин}}$ . Действительно, так как побочные изображения каждого поперечного сечения объемного объекта фокусируются не в тех же плоскостях, в которых фокусируется главное изображение, возникает опасность, что побочные изображения некоторых из этих поперечных сечений наложатся на главные изображения других поперечных сечений. Определим допустимый размер объекта вдоль оси  $z$ , при котором такого наложения не происходит, рассмотрев, для определенности, условие неискаженной реконструкции главного сопряженного изображения.

Используя (3.65) — (3.67), (3.56), (3.59) и (3.5), легко показать, что для любого плоского сечения трехмерного объекта расстояние между главным и ближайшим к нему побочным изображением этого сечения определяется величиной  $\Delta D_2$ , равной:

$$\Delta D_2 = 4D_{2,0} \left( 5 - \frac{D_{2,0}/R_2}{1 + D_{2,0}/R_2} \right)^{-1}.$$

Как видно, минимальная величина  $\Delta D_2$  получается при  $D_{2,0}/R_2 = 0$ ; при этом  $\Delta D_2 = 0,8D_{2,0}$ . Следовательно, выбирая для объемного объек-

та параметры  $\theta_1$ ,  $\alpha$  и  $d_0$  по расстоянию до ближайшей к голограмме кромке объекта  $D_{1\text{мин}}$ , получаем неискаженное изображение, если максимальный размер объекта вдоль оси  $z$  не превышает  $4D_{1\text{мин}}$ . Очевидно, это условие является достаточным, но не необходимым.

**Оптимальность закона с линейно-нарастающей частотой отсчетов.** Покажем [40], что при френелевском приближении никакое расположение элементов, отличное от (3.56), не может дать лучших результатов. Пусть элементы расположены на голограмме с интервалом  $d = \varphi(x_2)$ , причем  $\varphi(x_2) \neq 0$  (голограмма дискретная). Тогда сумма в (3.60) примет вид:

$$\sum_{m=m_{\text{мин}}}^{m_{\text{макс}}} \delta(nx'_2 - m\varphi(nx'_2)).$$

Аналитически продолжив эту сумму до бесконечности, получим

$$f(x'_2) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(nx'_2 - m\varphi(nx'_2)).$$

Рассмотрим вспомогательную функцию  $\psi(x'_2)$ :

$$\psi(x'_2) = C \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(2\pi \frac{nx'_2}{\varphi(nx'_2)} - m2\pi\right).$$

Эта функция отлична от нуля в точках, являющихся корнями уравнения

$$2\pi nx'_2/\varphi(nx'_2) - m2\pi = 0,$$

т. е. в тех же точках, что и  $f(x'_2)$ . Следовательно, функция  $f(x'_2)$  с точностью до постоянного коэффициента равна  $\psi(x'_2)$ , т. е.  $f(x'_2) = D\psi(x'_2)$ .

Преобразуем  $\psi(x'_2)$  в  $\psi'(t)$ , произведя замену переменных:

$$t = 2\pi nx'_2/\varphi(nx'_2);$$

$$\begin{aligned} \psi(x'_2) &= C \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(2\pi \frac{nx'_2}{\varphi(nx'_2)} - m2\pi\right) = \\ &= C \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - m2\pi) = \psi'(t). \end{aligned}$$

Функция  $\psi'(t)$  может быть разложена в ряд Фурье:

$$\psi'(t) = C \sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp ill.$$

Этот ряд сходится к функции  $\psi'(t)$  в том смысле, что каждая из входящих в функцию  $\psi'(t)$  дельта-функций сходится к функции

$$\lim_{a \rightarrow \infty} \frac{\sin at}{\pi t} = \lim_{a \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \exp it\eta d\eta$$

при всех значениях  $t$ , в том числе и при

$$t = 2\pi n x'_2 \varphi(n x'_2).$$

Следовательно,

$$\psi'(t) = \psi(x'_2) = C \sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp i2\pi l \frac{n x'_2}{\varphi(n x'_2)}.$$

Значит, функция  $f(x'_2)$  может быть разложена в ряд:

$$f(x'_2) = D\psi(x'_2) = B \sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp i2\pi l \frac{n x'_2}{\varphi(n x'_2)}.$$

Раскладывая  $x_2/\varphi(x_2)$  в степенной ряд, получаем

$$x_2/\varphi(x_2) = b_0 + b_1 x_2 + b_2 x_2^2 + b_3 x_2^3 + \dots + \dots$$

Подставляя это разложение в выражение для  $l$ -го изображения, видим, что первое слагаемое в правой части выражения для  $x_2/\varphi(x_2)$  создает несущественный постоянный фазовый набег в поле  $E_l^1$ , второе — создает сдвиг изображения вдоль оси  $x_3$ , третье — изменяет место фокусировки  $l$ -го изображения вдоль оси  $z$  (для  $l \neq 0$ ), а все остальные слагаемые вносят искажения в побочные изображения, не изменяя их места расположения. Следовательно, оптимальной функцией  $\varphi(x_2)$  является такая, при которой

$$x_2/\varphi(x_2) = b_1 x_2 + b_2 x_2^2,$$

а это и есть выбранный закон (3.56).

### 3.6. Особенности формирования опорной волны в системах с радиоприемными устройствами

**Искусственное формирование опорной волны.** Запись СВЧ голограмм может производиться одним из двух способов — с помощью радиоприемных устройств и с использованием специальных сред, реагирующих на СВЧ излучение.

Системы с регистрацией голограмм при помощи радиоприемных устройств отличаются от систем с регистрацией при помощи непрерывных сред, кроме весьма существенных технических особенностей, еще и рядом принципиальных особенностей. Эти отличия приводят к тому, что ряд голографических методов и систем, осуществляемых при использовании радиоприемных устройств, принципиально неосуществим при использовании непрерывных сред. Так, например, только при использовании радиоприемных устройств осуществимы рассмотренные методы сложного сканирования, позволяющие увеличить разрешающую способность, уменьшить «масштабные» искажения, метод скрещенных линеек, метод возмущенного поля и ряд других методов, рассматриваемых в следующих параграфах, а также в гл. 4. Большинство из них используют две основные особенности систем с радиопри-

емными устройствами — возможность искусственного формирования опорной волны [42—45] и формирования опорной волны на частоте, не равной частоте сигнала [46—48].

Рассмотрим сначала искусственное формирование опорной волны. Сущность его заключается в том, что вместо создания реальной опорной волны, которая образует совместно с волной, рассеянной объектом, в плоскости регистрации голограммы интерференционную картину, создают некоторый сигнал, действие которого эквивалентно действию опорной волны, и подают его на приемное устройство. В приемном устройстве происходит сравнение сигналов опорной волны с сигналами, созданными волной, рассеянной на объекте, по амплитуде и фазе. Это сравнение может происходить не обязательно так, как в голографических системах с непрерывными средами. Существенная особенность голографирования с искусственным формированием опорной волны заключается в том, что при этом оказывается возможным производить отдельно различные преобразования одного или обоих из «интерferирующих» сигналов, не затрагивая другой, например добавлять к неизвестной фазе сигнала, рассеянного объектом, изменяющуюся от точки к точке по определенному закону разность фаз.

На рис. 3.10 приведена одна из возможных схем записи СВЧ голограмм с искусственным формированием опорной волны для варианта со сканирующим приемным устройством. На этом рисунке колебания от СВЧ генератора 1, освещающего исследуемый объект 2, подаются, кроме того, по линии связи через фазовращатель 4 на приемное устройство 3. Сдвиг по фазе подбирается таким образом, чтобы имитировать плоскую, сферическую или какую-либо опорную волну, падающую на плоскость регистрации голограммы. В этом случае роль  $\sin \theta_1$  играет коэффициент, величина которого может быть больше единицы.

Искусственное формирование опорной волны позволяет получать голограммы, уравнение которых описывается только двумя или тремя первыми слагаемыми (3.1), что, как было показано в (3.4) и (3.5), позволяет уменьшить число элементов на голограмме. Эта возможность может быть реализована, например, если применить для записи голограммы приемник-перемножитель, построенный, например, по схеме рис. 3.11, а. На этом рисунке обозначено: 1 — вход сигнала, рассеян-

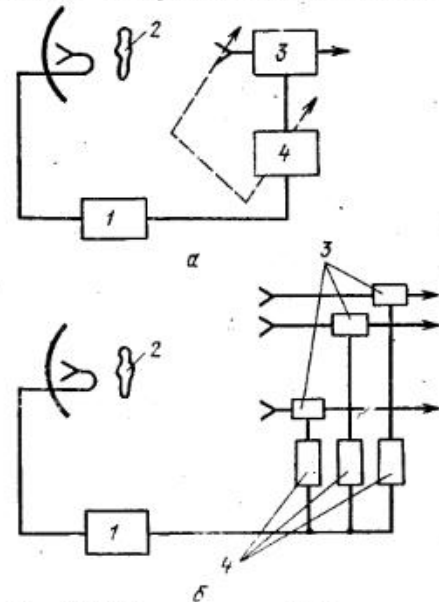


Рис. 3.10. Схема записи СВЧ голограмм с искусственным формированием опорной волны.

ного объектом, 2 — вход сигнала, имитирующего опорную волну, 3 — щелевой мост, 4, 5 — полупроводниковые СВЧ диоды с квадратичной характеристикой, 6 — волноводная детекторная секция, одно плечо которой в общем случае длиннее второго на некоторую величину  $\xi\lambda$ , 7 — вычитающее устройство, 8 — выход.

Дифрагированные на объекте и поступающие через вход на детекторы 4 и 5 сигналы  $V_{s4}$ ,  $V_{s5}$  и поступающие через вход 2 на те же детек-

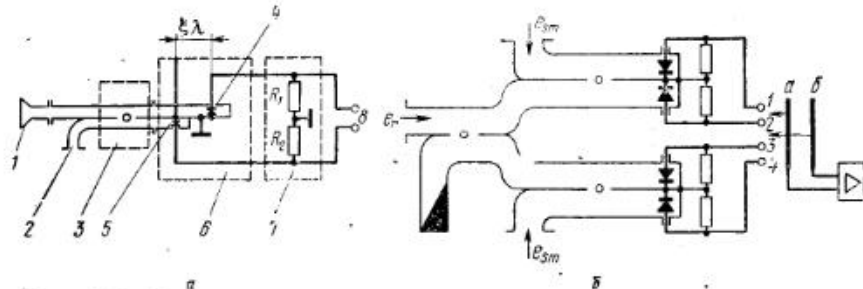


Рис. 3.11. Схемы приемника-перемножителя.

торы сигналы опорной волны  $V_{r4}$ ,  $V_{r5}$  с точностью до постоянного множителя могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} V_{s4} &= e_s \exp i\omega_1 t + e_s^* \exp(-i\omega_1 t), \\ V_{r4} &= e_r \exp i\omega_1 t + e_r^* \exp(-i\omega_1 t), \\ V_{s5} &= e_s \exp i(\omega_1 t + \pi/2 - 2\pi\xi) + e_s^* \times \\ &\quad \times \exp[-i(\omega_1 t + \pi/2 - 2\pi\xi)], \\ V_{r5} &= e_r \exp i(\omega_1 t - \pi/2 - 2\pi\xi) + \\ &\quad + e_r^* \exp[-i(\omega_1 t - \pi/2 - 2\pi\xi)], \end{aligned}$$

где  $\omega_1$  — частота СВЧ генератора;  $e_s$  и  $e_r$  — комплексные амплитуды сигнальной и опорной волн в плоскости регистрации. Легко видеть, что если детекторы 4 и 5 идентичны и имеют квадратичные характеристики, то напряжение на выходных клеммах 8, равное разности продетектированных напряжений, описывается выражением

$$V_{\text{вых}} = A(e_s e_r^* + e_s^* e_r),$$

т. е. голограмма, зарегистрированная при помощи устройства рис. 3.11, действительно описывается только двумя первыми слагаемыми (3.1).

Биполярные сигналы с выхода устройства рис. 3.11, а могут быть непосредственно поданы на ЭВМ для дальнейшей обработки. При этом, как показано в § 3.4, в восстановленном изображении будет отсутствовать центральный нуль-порядок. Если используется оптическая реконструкция, то для записи сигналов приемника-перемножителя на транспарант приходится вводить некоторый постоянный начальный уровень, который создает при реконструкции изображений в луче

лазера нуль-порядок. Некоторые эксперименты по регистрации СВЧ голограмм при помощи такого приемника-перемножителя описаны в гл. 9 (см. также [15, 16, 40]).

**Имитация наклонного падения опорной волны.** Недостатком системы рис. 3.10 является присутствие в ней одного регулируемого фазовращателя для варианта с механическим сканированием (см. рис. 3.10, а) или большого количества постоянных фазовращателей, каждый из которых создает свой собственный фазовый сдвиг для варианта с электрическим сканированием (в матричных системах) (см. рис. 3.10, б). Это связано с необходимостью формирования опорной волны, падающей на голограмму под углом  $\theta_1$ , отличным от нуля. Представляют интерес методы искусственного формирования опорной волны, при которых наклонное падение опорной волны имитируется низкочастотной электрической схемой, не включающей в себя регулируемый фазовращатель или матрицу постоянных фазовращателей с разными фазовыми сдвигами.

Возможность создания простых методов имитации наклонного падения опорной волны основана на том, что эти методы предназначены для регистрации дискретных голограмм. При этом требуемое соотношение фаз необходимо имитировать только в некоторых отдельных точках плоскости регистрации СВЧ голограммы. Задача особенно упрощается при имитации плоских опорных волн в эквидистантных системах и использующих перемножающее устройство типа рис. 3.11.

Найдем требуемый угол падения опорной волны в таких системах, предполагая, что расстояния между элементами выбраны наибольшими из возможных, т. е. система построена наиболее экономичным способом. Из (3.43) получаем:  $\sin \theta_1 = \lambda_1/4d$  и, если можно пренебречь фоном расфокусированного изображения, накладываемым на полезное сфокусированное, из (3.44) получаем:  $\sin \theta_1 = \lambda_1/2d$ .

При формировании опорной волны, падающей на голограмму под углом  $\theta_1$ , фаза опорной волны в точках, отстоящих на голограмме на расстоянии  $d$  друг от друга, должна меняться по закону

$$\varphi_m = md 2\pi\lambda_1^{-1} \sin \theta_1,$$

где  $m$  — номер элемента на голограмме;  $\varphi_m$  — фаза опорной волны в  $m$ -м элементе. Подставляя выражения для требуемых значений  $\sin \theta_1$  в выражение для  $\varphi_m$ , получаем  $\varphi_m = m\pi/2$  и, если можно пренебречь фоном от расфокусированного изображения:

$$\varphi_m = m\pi.$$

Распределение  $\varphi_m$  последнего вида (сдвиг фазы на  $\pi$  при переходе к каждому следующему элементу на голограмме) легко имитировать, поочередно изменяя полярность подключения выхода приемника-перемножителя к последующему устройству записи (например, к усилителю), так что для всех четных  $m$  имеется одна полярность, а для всех нечетных — другая. В матричных системах это приводит лишь к соответствующему изменению в разводке проводов.

Для имитации распределения  $\varphi_m$ , в соответствии с которым фаза  $\varphi_m$  меняется на  $\lambda/2$  при переходе к каждому следующему элементу,

удобно использовать двухканальный квадратурный перемножитель [49], выполненный, например, по схеме рис. 3.11, б. В этом случае для варианта со сканированием получаем систему с одним сдвоенным переключателем на четыре положения (рис. 3.11, б). В матричном варианте соответствующим образом изменяется разводка проводов. В схеме рис. 3.11, б переключатель занимает последовательно следующие четыре положения:

1-а, 2-б при  $m = 4i + 1$ ,  
 3-а, 4-б при  $m = 2i + 1$ ,  
 2-а, 1-б при  $m = 4i + 3$ ,  
 4-а, 3-б при  $m = 4i$ ,

где  $i = 0, 1, 2, \dots$  — натуральный ряд чисел. Легко видеть, что в такой системе сигнал на входе усилителя (точки а-б) имеет вид:

$$V_{аб} = e_{sm} e_r \cos(\varphi_m - 2\pi \lambda_1^{-1} m d \sin \theta_1) = \\ = e_{sm} e_r \cos(\varphi_m - m\pi/2),$$

т. е. имитируемая системой рис. 3.11, б опорная волна падает на плоскость

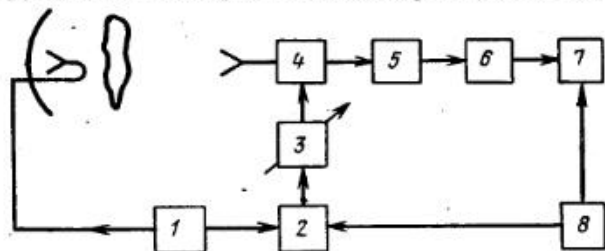


Рис. 3.12. Схема записи голограмм с искусственным формированием опорной волны на частоте, не равной частоте сигнала:

1 — генератор СВЧ; 2 — смеситель сдвига; 3 — система фазовращателей; 4 — смесители; 5 — усилители промежуточной частоты; 6 — детекторы; 7 — выходное устройство; 8 — генератор промежуточной частоты.

кость голограммы под углом  $\theta_1$ , который в соответствии с (3.43) необходим для получения качественного восстановленного изображения по эквидистантной голограмме.

**Формирование опорной волны на частоте, не равной частоте сигнала.** Если для регистрации СВЧ голограмм используются супергетеродинные методы, то, используя свойства квазилинейности супергетеродинного приемника, можно построить различные системы, в которых частота опорной волны не равна частоте сигнала. На рис. 3.12, 3.13 представлены схемы некоторых из возможных систем такого типа. В этих системах опорная волна может реально существовать в пространстве (например, рис. 3.13) или формироваться искусственно (например, рис. 3.12). Так как работа каждой из этих схем отличается лишь незначительными деталями, достаточно остановиться на одной из них. Рассмотрим, например, как образуется голограмма в системе рис. 3.13 [46], предполагая для упрощения анализа освещающие и опорные волны плоскими.

В приближениях, справедливых для зоны Френеля, получим для поля частоты  $\omega_1$  в плоскости  $P_2$ :

$$e_s(x_2) = \text{const} \exp(i\omega_1 t) \int_{P_1} T(x_1) \exp i \left[ k_1 \frac{(x_2 - x_1)^2}{2D_1} \right] dx_1.$$

Сигнал опорной волны частоты  $\omega_0$ , падающей на плоскость  $P_2$  под углом  $\theta_1$ , может быть записан в виде

$$e_r(x_2) = \text{const} \exp(i\omega_0 t) \exp(ik_0 x_2 \sin \theta_1),$$

где  $k_0 = \omega_0/c$ .

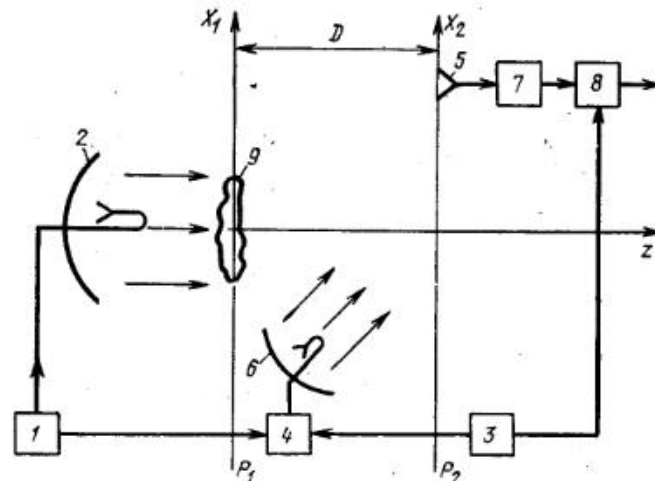


Рис. 3.13. Схема записи голограмм с частотой опорной волны, не равной частоте сигнала:

1 — генератор СВЧ колебаний частоты  $\omega_1$ ; 2 — антенна, освещающая объект; 3 — опорный генератор частоты  $\Omega$ ; 4 — смеситель, на выходе которого образуется частота  $\omega_0 = \omega_1 + \Omega$ ; 5 — матрица приемных антенн; 6 — антенна, формирующая опорную волну; 7 — смесители; 8 — квадратичные детекторы; 9 — объект.

Каждый смеситель с фильтром промежуточной частоты  $\Omega$  производит операцию перемножения поданных на него сигналов, так что на выходе смесителя получим\*)

$$V(x_2) = \text{const} \exp(i\Omega t) \int_{P_1} T^*(x_1) \exp i \left[ -\frac{k_1 (x_2 - x_1)^2}{2D_1} + k_0 x_2 \sin \theta_1 \right] dx_1. \quad (3.69)$$

\*) В (3.69) и далее выражение для сигнала, описывающего истинное изображение, опущено.

Сигнал (3.69) и сигнал опорного генератора вида  $\text{const exp } i\Omega t'$  подаются на вход квадратичного детектора и из полученного сигнала выделяется постоянная составляющая  $I(x_2)$ , равная

$$I(x_2) = \text{const} \int_{P_1} T^*(x_1) \exp i \left[ -k_1 \frac{(x_2 - x_1)^2}{2D_1} + k_1 x_2 \sin \theta_1' \right] dx_1.$$

Таким образом, на выходе детекторов  $\delta$  получается ансамбль сигналов, представляющих собой запись интенсивности электромагнитного поля в плоскости приема, которая получалась бы в обычной схеме голографии с частотой опорного сигнала, равной частоте сигнала, дифрагирующего на объекте, если бы опорная волна падала на голограмму под углом

$$\theta_1' = \arcsin [\sin \theta_1 (k_0/k_1)].$$

Легко видеть, что формирование опорной волны на частоте, не равной частоте сигнала, позволяет получить результаты, аналогичные получаемым с приемником-перемножителем, т. е. получать голограммы, уравнения которых не содержат четвертого (а при использовании ЭВМ и третьего) слагаемого (3.1).

Действительно, эти слагаемые образуются в результате смешивания колебаний равных частот и поэтому не попадают на выход смесителя, т. е. не входят в (3.69). После детектирования вновь появляется постоянная составляющая, которая не зависит от значения координаты  $x_2$  и поэтому является аналогом третьего слагаемого в (3.1). Если сигнал  $I(x_2)$  вводится в ЭВМ, эта постоянная составляющая может быть устранена, например, при помощи конденсатора соответствующей емкости при электрическом или механическом сканировании точно так же, как на входе обычных усилителей низкой частоты. Полезный сигнал через эту емкость пройдет, так как он является функцией  $x_2$  (которая при сканировании является функцией времени), а вредный (постоянный) — нет.

### 3.7. Голографирование с нелинейной обработкой сигнала

Предположим, что объект голографирования может быть представлен набором из  $N$  точек с координатами  $x_1, x_2, \dots, x_N$ , каждая из которых является источником сферической волны с длиной волны  $\lambda_1$ . Положим, что комплексная амплитуда поля в каждой из этих точек  $T_i \exp i\xi_i$  есть случайная функция координат  $x_i$  и что сигнал в любой точке плоскости регистрации голограммы есть результат интерференции всех указанных сферических волн.

Положим далее для простоты, что прием этих сигналов осуществляется приемником-перемножителем и используется искусственно сформированная плоская опорная волна, падающая на голограмму под уг-

лом  $\theta_1$ . Тогда сигнал на выходе приемника, расположенного в точке  $x_2$ , может быть записан в виде

$$I(x_2) = R + \text{const} \sum_{i=1}^N T_i \cos \left\{ k_1 \left[ \frac{(x_2 - x_i)^2}{2D_1} - x_2 \sin \theta_1 \right] + \xi_i \right\} = \\ = R + \sum_{i=1}^N T_i \cos \varphi_i = R + \text{const} A(x_2) \cos \psi(x_2), \quad (3.70)$$

где

$$A(x_2) = \sqrt{\left( \sum_{i=1}^N T_i \sin \varphi_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^N T_i \cos \varphi_i \right)^2}; \quad (3.71)$$

$$\cos \psi(x_2) = \frac{\sum_{i=1}^N T_i \cos \varphi_i}{\sqrt{\left( \sum_{i=1}^N T_i \sin \varphi_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^N T_i \cos \varphi_i \right)^2}}; \quad (3.72)$$

$$\varphi_i = k_1 (x_2 - x_i)^2 / 2D_1 - k_1 x_2 \sin \theta_1 + \xi_i.$$

Выражение (3.70) описывает обычную (амплитудно-фазовую) голограмму. Информативное второе слагаемое этого выражения представляет собой произведение двух функций:  $A(x_2)$  и  $\cos \psi(x_2)$ . Существенно, что одна из этих функций —  $A(x_2)$  представляет собой в первом приближении «медленную функцию» аргумента  $x_2$ . Действительно, из (3.71):

$$A(x_2) = \sqrt{\sum_{i=1}^N T_i^2 + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N T_i T_j \sin \varphi_i \sin \varphi_j + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N T_i T_j \cos \varphi_i \cos \varphi_j}.$$

Двойные суммы в этих выражениях представляют собой значения функции взаимной корреляции независимых случайных функций  $T_i \sin \varphi_i$  и  $T_i \cos \varphi_i$  и пренебрежимо малы, так что в первом приближении

$$A(x_2) \simeq \sqrt{\sum_{i=1}^N T_i^2(x_i)} \simeq \text{const}.$$

Таким образом, в первом приближении можно считать, что основную информацию об изображении в уравнении «амплитудно-фазовой» голограммы (3.70) несет функция  $\cos \psi(x_2)$ . Это позволило в ряде работ по СВЧ [15] и акустической [51] голографии использовать так называемые «чисто фазовые»\*) голограммы, т. е. голограммы, «плотность почернения» которых описывается только функцией  $\cos \psi(x_2)$ :

$$I_\Phi(x_2) = R + \text{const} \cos \psi(x_2). \quad (3.73)$$

\*) Следует отличать эти голограммы от «фазовых» голограмм, получаемых, например, после отбеливания, у которых фазовая прозрачность изменяется по закону (3.70) или (3.73).

Эксперименты, описанные в [15 и 51], показали, что искажения, возникающие при реконструкции голограмм типа (3.73) вместо голограмм типа (3.70), незначительны. Следовательно, деление (а значит, и умножение) уравнения голограммы на «медленную» функцию типа (3.71) не приводит к появлению существенных искажений в восстановленном изображении.

Такой вывод позволяет предложить метод [53] улучшения разрешающей способности, заключающийся в нелинейной обработке сигналов, принятых радиоприемным устройством в плоскости регистрации голограммы, и имеющий много общего с известными способами построения сверхразрешающих антенных систем за счет применения корреляционной обработки сигналов [52].

Пусть сигнал вида (3.73) преобразуется и записывается на голограмму в виде

$$I(x_2) = R + \text{const} \cos m\psi(x_2), \quad (3.74)$$

где  $m$  — некоторое целое число.

Следует ожидать, что в этом случае разрешающая способность улучшится в  $m$  раз. Эта возможность может быть подтверждена следующим приближенным анализом. Положим, для определенности,  $m = 4$  и подставим в (3.74) выражение для  $\cos \psi$  из (3.72), тогда получим

$$I(x_2) = R + \text{const} \left\{ 8 \frac{\sum_{i=1}^N T_i^4 \cos^4 \varphi_i + 4 \left( \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, j \neq i}^N T_i T_j \cos \varphi_i \cos \varphi_j \right)^2}{\left[ \left( \sum_{i=1}^N T_i \sin \varphi_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^N T_i \cos \varphi_i \right)^2 \right]^2} + \right. \\ \left. + \frac{4 \left( \sum_{i=1}^N T_i^2 \cos^2 \varphi_i \right) \left( \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, j \neq i}^N T_i T_j \cos \varphi_i \cos \varphi_j \right)}{\left[ \left( \sum_{i=1}^N T_i \sin \varphi_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^N T_i \cos \varphi_i \right)^2 \right]^2} + \right. \\ \left. + 8 \frac{\sum_{i=1}^N T_i^2 \cos^2 \varphi_i + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, j \neq i}^N T_i T_j \cos \varphi_i \cos \varphi_j}{\left[ \left( \sum_{i=1}^N T_i \sin \varphi_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^N T_i \cos \varphi_i \right)^2 \right]^2} + 1 \right\}.$$

Пренебрегая, как и ранее, двойными суммами в этом выражении, получаем

$$I(x_2) \simeq R + \text{const} \left( A \sum_{i=1}^N T_i^4 \cos^4 \varphi_i + \sqrt{8A} \sum_{i=1}^N T_i^2 \cos^2 \varphi_i + 1 \right), \quad (3.75)$$

где  $A$  — постоянная.

Рассмотрим теперь некоторый объект из  $N$  точек, расположенных так же, как и на нашем объекте, и являющихся источниками сферических волн с длиной волны  $\lambda_m = \lambda_1/m$ , причем комплексная амплитуда в каждой из этих точек равна  $T_{im} = T_i^m \exp im\xi_i$ . Если голограмма этого объекта регистрируется приемником-перемножителем, причем плоская опорная волна падает под углом  $\theta_m = \arcsin(m \sin \theta_1)$ , то при  $m = 4$  сигнал на выходе приемника может быть записан в виде

$$I_m(x_2) = R + \text{const} \sum_{i=1}^N T_i^4 \cos \left\{ 4k_1 \left[ \frac{(x_2 - x_1)^2}{2D_1} - x_2 \sin \theta_1 \right] + m\xi_i \right\} = \\ = R + \text{const} \sum_{i=1}^N T_i^4 \cos 4\varphi_i = R + \text{const} A_m(x_2) \cos \psi_m(x_2), \quad (3.76)$$

где

$$A_m(x_2) = \sqrt{\left( \sum_{i=1}^N T_i^4 \sin 4\varphi_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^N T_i^4 \cos 4\varphi_i \right)^2}; \quad (3.77)$$

$$\cos \psi_m(x_2) = \frac{\sum_{i=1}^N T_i^4 \cos 4\varphi_i}{\sqrt{\left( \sum_{i=1}^N T_i^4 \sin 4\varphi_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^N T_i^4 \cos 4\varphi_i \right)^2}}. \quad (3.78)$$

При реконструкции голограммы, описываемой уравнением (3.76), разрешающая способность, очевидно, должна быть в четыре раза выше, чем при реконструкции голограммы, описываемой уравнением (3.70).

Положим теперь, что вместо голограммы (3.76) записывается чисто фазовая голограмма вида

$$I_{\phi m}(x_2) = R + \text{const} \cos \psi_m(x_2). \quad (3.79)$$

Как уже указывалось, это не должно привести к существенным искажениям в восстановленном изображении. Подставляя (3.78) в (3.79), получаем [учитывая замечание о медленности функции (3.77)]

$$I_{\phi m}(x_2) = R + \text{const} \left( B \sum_{i=1}^N T_i^4 \cos^4 \varphi_i + \sqrt{8B} \sum_{i=1}^N T_i^2 \cos^2 \varphi_i + 1 \right), \quad (3.80)$$

где  $B$  — постоянная.

Как видим, выражение (3.80), описывающее уравнение чисто фазовой голограммы объекта, которая может быть записана на длине волны  $\lambda_1/4$ , совпадает с точностью до постоянных коэффициентов с выражением (3.75), описывающим уравнение голограммы объекта, записанной на длине волны  $\lambda_1$ , при нелинейной обработке. Следовательно, разрешающая способность, полученная при реконструкции изображения по голограмме типа (3.75), будет такой же, как и при реконструкции

изображения по голограмме типа (3.80), т. е. в четыре раза лучше, чем при обычной линейной обработке [голограмма типа (3.70)]<sup>\*</sup>).

Очевидно, изображение, полученное при реконструкции голограммы в результате нелинейной обработки, должно обладать, кроме всех особенностей, обычных при переходе от длины волны  $\lambda_1$  к длине волны  $\lambda_2/4$ , и рядом специфических:

1. Контрастность изображения должна быть в  $m$  раз выше, чем в исходном объекте.
2. Фаза в каждой точке изображения отличается от фазы, которая была бы в этой точке при линейной обработке, в  $m$  раз (в большинстве случаев это обстоятельство несущественно).

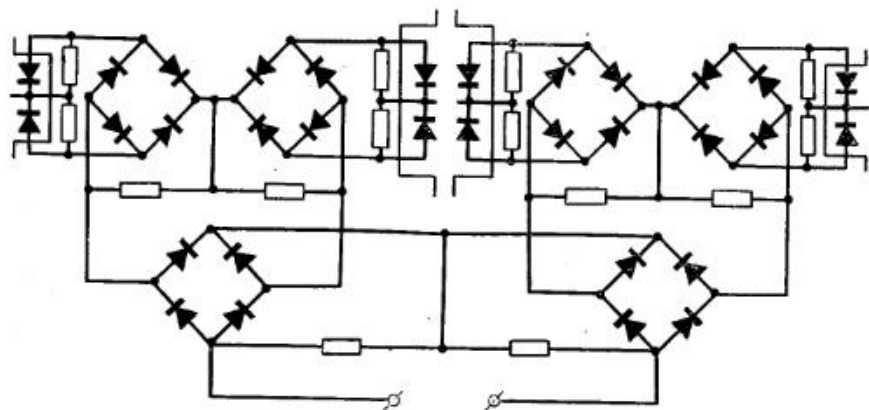


Рис. 3.14. Схема 4-канального приемника для записи голограмм с нелинейной обработкой.

3. Изображение искажено примерно в такой же степени, как и при реконструкции по чисто фазовой голограмме.

Практическое осуществление систем с нелинейной обработкой может быть выполнено различными способами. Один из простейших вариантов показан на рис. 3.14. В этом варианте в каждой точке плоскости приема рассеянных объектом сигналов размещается  $m$ -канальное устройство (на рис. 3.14 показана система с  $m = 4$ ). Отличие между каналами заключается в том, что сигналы искусственно сформированной опорной волны подаются в каждый  $j$ -й канал с разными, но постоянными во всех точках плоскости приема фазовыми сдвигами, равными в данном случае  $(j - 1)\pi/4$ .

Сигналы на выходе каждого из приемников-перемножителей детектируются двухполупериодными выпрямителями. Продетектированные напряжения попарно вычитаются, как показано на рис. 3.14, детекти-

<sup>\*</sup> Следует иметь в виду, что этот вывод получен в предположении о случайном и равномерном распределении комплексных амплитуд  $T_j \exp i\xi_j$ , причем предполагается, что число точек на объекте  $N$  достаточно велико и все они участвуют в формировании сигнала в произвольной точке  $x_2$  плоскости приема. Это существенно отличает рассматриваемый случай от ситуации, существующей в радиолокации [52].

руются вторично и снова вычитаются. При  $m = 4$  на этом процесс нелинейной обработки заканчивается, при  $m > 4$  нужно увеличить число каналов и строить схему аналогично рис. 3.14 до тех пор, пока не получится одно выходное напряжение. Легко видеть, что при  $m = 2l$  получим

$$I_m(x_2) = \text{const } A(x_2) \cos m\psi(x_2),$$

где  $A(x_2) = |e_s e_r|$ .

Далее можно записывать на транспарант только чисто фазовую голограмму:

$$I_m(x_2) = R + \text{const } \cos m\psi(x_2)$$

или «амплитудно-фазовую» голограмму вида

$$I_m(x_2) = R + \text{const } A(x_2) \cos m\psi(x_2).$$

Как уже показывалось, различие в качестве восстановленного изображения в обоих случаях должно быть несущественным.

#### Глава 4

### ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ СВЧ ДИАПАЗОНА

В данной главе рассмотрены некоторые из предложенных к настоящему времени голографических систем СВЧ диапазона. Основное внимание уделяется вопросам регистрации СВЧ голограмм как при помощи радиоприемных устройств, так и при помощи непрерывных сред, тем или иным способом реагирующих на СВЧ излучение. Кроме того, здесь же рассмотрены проблемы создания записывающих устройств в голографических СВЧ системах. При этом под термином «запись СВЧ голограмм» в данной главе понимается процесс записи зарегистрированной СВЧ голограммы в каком-либо запоминающем устройстве, например на фотопластинке для последующей оптической реконструкции или на магнитной пленке для последующего ввода в ЭВМ.

#### 4.1. Регистрация СВЧ голограмм при помощи матричных радиоприемных устройств с коммутатором

Очевидно, для голографирования динамических объектов необходимо использовать одновременную запись на всей площади голограммы. При этом генератор должен работать в импульсном режиме. Каждому импульсу облучения соответствует определенная стадия развития процесса. Для последовательной регистрации отдельных стадий процесса можно применить скоростную киносъемку визуализированной СВЧ голограммы, при этом протяжка киноплёнки должна быть синхронизирована с модулятором передатчика. Можно применить способ регистрации различных стадий процесса на одну голограмму, используя для разделения изображений разные углы падения опорной волны.

При этом возможно использовать для записи одной стадии процесса пачку импульсов.

Эти задачи могут решаться применением матричных радиоприемных устройств. Строго говоря, применение матричных радиоприемных устройств требует введения поправок в изложенный в гл. 3 анализ СВЧ голографии, так как в этом анализе, основанном на приближениях Кирхгофа, не учтено взаимное влияние отдельных элементов матрицы друг на друга. Мы, однако, ограничимся здесь первым приближением и не будем учитывать указанного влияния.

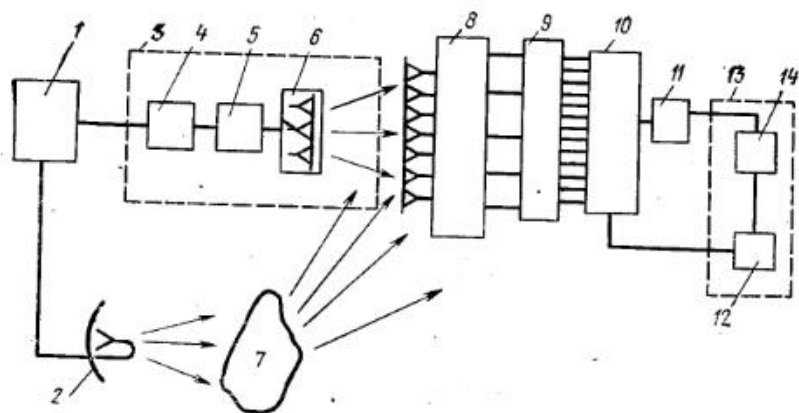


Рис. 4.1. Структурная схема устройства для голографической регистрации динамических объектов:

1 — генератор СВЧ колебаний; 2 — освещающая антенна; 3 — блок формирования опорного сигнала; 4 — линия задержки на время, равное времени прохождения сигнала от передающей антенны до объекта и от объекта до приемной матрицы; 5 — коммутатор; 6 — излучатели опорной волны; 7 — объект; 8 — приемная матрица; 9 — запоминающее устройство; 10 — быстродействующий коммутатор; 11 — усилитель; 12 — блок развертки; 13 — блок регистрации; 14 — регистрирующий прибор.

Рассмотрим принципиально наиболее простую систему голографической регистрации процессов с использованием матрицы радиоприемных устройств и коммутатора. На рис. 4.1 приведена структурная схема устройства для голографической регистрации динамических объектов [1]. В этой системе вся информация об объекте одновременно поступает на вход приемной матрицы, запоминается в ячейках запоминающего устройства и затем поочередно считывается при помощи быстродействующего коммутатора.

Временной интервал между кадрами (отдельными стадиями процесса) определяется временем срабатывания коммутатора 5 и циклом работы переключателя 10. При использовании электронного переключателя можно сказать, что для записи одного кадра при 1000 элементах в матрице потребуется 5 мс (5 мкс на одно переключение). На это время должны быть рассчитаны ячейки памяти. Интервал между кадрами в такой системе можно принять равным  $5 \cdot 10^{-3}$  с. Это позволяет применять для записи СВЧ голограмм на фотоноситель обычные системы, например систему, состоящую из осциллографической трубки с после-

свечением и фотоаппарата, так как время, необходимое для записи голограммы на фотоноситель, может быть принято того же порядка, что и интервал между кадрами, т. е. достаточно большим.

Допустимые скорости процесса определяются длительностью импульсов. Применяя распространенный критерий — фазовый сдвиг  $\Delta\phi$  за время импульса  $\tau$  за счет движения объекта на превышает  $90^\circ$  — получим при частоте  $f$  максимально допустимую скорость объекта, голограмма которого может быть зарегистрирована рассматриваемым устройством:

$$V_{\text{max}} = 1/4 \tau f.$$

#### 4.2. Система голографической регистрации перемещающихся объектов с одновременным определением их скоростей

При регистрации голограмм процессов следует учитывать, что частота сигналов, дифрагированных на объекте, не равна частоте сигналов, облучающих этот объект (эффект Доплера). Это приводит к тому, что в плоскости приема взаимодействуют поля разных частот и регистрация обычными методами затруднена. Известно несколько способов устранения этого затруднения в оптической голографии (см. гл. 2). Принципиально эти способы осуществимы и в СВЧ диапазоне, однако, в СВЧ голографии использование опорной волны, сформированной на частоте, не равной частоте сигнала (см. § 3.6), позволило, кроме того предложить способ, отличный от описанных в [2 и 55] и свободный от их недостатков (высокий уровень фона в системе [2] и неоднозначность в определении скорости в системе [55]).

Сущность этого способа заключается в том, что преобразованию по частоте подвергается опорный луч, как в [2], а для записи голограмм используется система, аналогичная системе рис. 3.13. Благодаря высокой частотной селективности супергетеродина уровень фона в такой системе может быть сделан очень малым.

На рис. 4.2 представлена одна из возможных схем устройства, реализующего рассматриваемый способ. Цифрами обозначено: 1 — излучатель, 2 — исследуемые объекты, 3 — частотный преобразователь, 4 — антенна опорного луча, 5 — генератор промежуточной частоты  $\Omega$ , 6 — смеситель, 7 — фильтр промежуточной частоты, 8 — квадратичные детекторы, 9 — генератор частоты  $\omega_0$ , работающий в импульсном режиме, 10 — делитель мощности, 11 — система фазовращателей.

Обозначим через  $x_{1m}$  координату произвольной точки  $m$ -го объекта, перемещающегося со скоростью  $V_m$ , и проекцию вектора  $V_m$  на ось  $z$  через  $V_{zm}$ . Тогда, не учитывая поперечного доплеровского сдвига, получим для расстояния от произвольной точки плоскости приема  $P_2$  с координатой  $x_2$  до произвольной точки  $x_{1m}$   $m$ -го объекта:

$$d_m \simeq D_1 + V_{zm} t + (x_2 - x_{1m})^2 / 2D_1.$$

Обозначив  $\omega_m = \omega_0 + V_{zm} c^{-1} \omega_0$ , запишем выражение для суммарного поля, создаваемого  $N$  объектами, расположенными в момент време-



ни  $t = 0$  на плоскости  $P_1$  (находящейся на расстоянии  $D_1$  от плоскости приема):

$$e_s(x_2) = \sum_{m=1}^N \text{const} \exp i\omega_m t \int_{-a}^a T_m(x_{1m}) \exp ik_0 \frac{(x_2 - x_{1m})^2}{2D_1} dx_{1m}, \quad (4.1)$$

где  $2a$  — размеры области, занимаемой всеми объектами в плоскости  $P_1$ .

Будем рассматривать далее только сигналы, обусловленные указанными  $N$  объектами. Так как выбор плоскости  $P_1$  произволен и ограничен только условиями типа (3.2), это рассмотрение будет справедливо

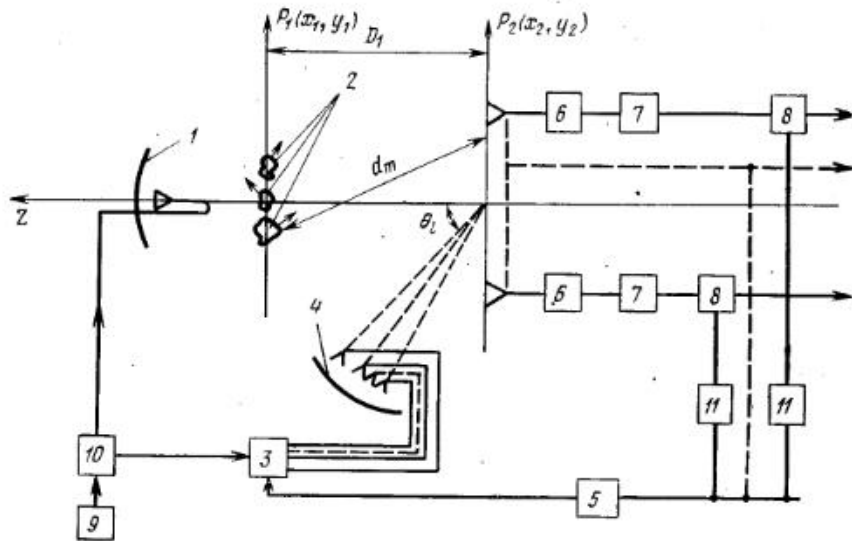


Рис. 4.2. Схема голографической регистрации перемещающихся объектов с одновременным определением их скоростей.

и для объемного распределения объектов. Сигнал опорной волны преобразуется в преобразователе 3 в ряд сигналов с различными частотами  $\omega_l$ , каждый из которых попадает на соответствующий излучатель антенны 4. Пусть антенна формирует плоскую опорную волну для каждой частоты  $\omega_l$ , падающую на голограмму под углом  $\theta_l$ . Тогда суммарное поле опорных волн в плоскости  $P_2$  можно записать в виде

$$e_r(x_2) = \sum_{l=1}^S \text{const} \exp i(\omega_l t + k_l x_2 \sin \theta_l), \quad (4.2)$$

где  $l = 0, 1, \dots, S$  — номер опорной волны;  $\omega_l = \omega_0 + l\Omega$ ;  $k_l = \omega_l/c$ .

Сигналы (4.1) и (4.2) взаимодействуют в смесителях 6 и затем фильтруются в фильтрах 7, настроенных на частоту  $\Omega$ . Очевидно, через

эти фильтры пройдут только сигналы, полученные в результате взаимодействия колебаний частот  $\omega_l$  и  $\omega_m$ , связанные соотношением  $|\omega_l - \omega_m| = \Omega$ , т. е. образовавшиеся от рассеяния сигнальной волны на объектах, скорости которых равны:

$$V_{l-1} = (l-1) c \Omega / \omega_0,$$

$$V_{l+1} = (l+1) c \Omega / \omega_0.$$

Следовательно, после прохождения смесителей 6 и фильтров 7 получим

$$\begin{aligned} V(x_2) = & \sum_{l=1}^S \text{const} \exp(i\Omega t) \int_{-a}^a T_{l-1} \exp ik_0 \left[ \frac{(x_2 - x_{1, l-1})^2}{2D_1} - x_2 \sin \varphi_l \right] dx_{1, l-1} + \\ & + \sum_{l=1}^S \text{const} \exp(-i\Omega t) \int_{-a}^a T_{l-1}^* \exp ik_0 \left[ -\frac{(x_2 - x_{1, l-1})^2}{2D_1} + x_2 \sin \varphi_l \right] \times \\ & \times dx_{1, l-1} + \sum_{l=1}^S \text{const} \exp(-i\Omega t) \int_{-a}^a T_{l+1} \exp ik_0 \left[ \frac{(x_2 - x_{1, l+1})^2}{2D_1} - \right. \\ & \left. - x_2 \sin \varphi_l \right] dx_{1, l+1} + \sum_{l=1}^S \text{const} \exp(i\Omega t) \int_{-a}^a T_{l+1}^* \exp ik_0 \times \\ & \times \left[ -\frac{(x_2 - x_{1, l+1})^2}{2D_1} + x_2 \sin \varphi_l \right] dx_{1, l+1}, \quad (4.3) \end{aligned}$$

где  $\sin \varphi_l = (1 + l\Omega/\omega_0) \sin \theta_l$ .

Сигналы (4.3) и сигналы от генератора 5 (прошедшие систему фазовращателей 11 с линейным набегом фаз  $\varphi = \xi x_2$ ) вида  $\text{const} \exp i(\Omega t + \xi x_2)$  поступают на квадратичные детекторы 8, где их сумма возводится в квадрат и усредняется за период частоты  $\Omega$ . На выходе детекторов 8 получим

$$\begin{aligned} I(x_2) = & \sum_{l=1}^S \left\{ \text{const} \int_{-a}^a T_{l-1}^* \exp ik_0 \left[ -\frac{(x_2 - x_{1, l-1})^2}{2D_1} + \sin \theta'_{l-1} x_2 \right] dx_{1, l-1} + \right. \\ & + \text{const} \int_{-a}^a T_{l-1} \exp ik_0 \left[ \frac{(x_2 - x_{1, l-1})^2}{2D_1} - \sin \theta'_{l-1} x_2 \right] dx_{1, l-1} + \\ & + \text{const} \int_{-a}^a T_{l+1}^* \exp ik_0 \left[ -\frac{(x_2 - x_{1, l+1})^2}{2D_1} + \sin \theta'_{l+1} x_2 \right] dx_{1, l+1} + \\ & \left. + \text{const} \int_{-a}^a T_{l+1} \exp ik_0 \left[ \frac{(x_2 - x_{1, l+1})^2}{2D_1} - \sin \theta'_{l+1} x_2 \right] dx_{1, l+1} \right\}, \quad (4.4) \end{aligned}$$

где

$$\sin \theta'_{l-1} = (1 + l\Omega/\omega_0) \sin \theta_l + \xi c/\omega_0; \quad \sin \theta'_{l+1} = (1 + l\Omega/\omega_0) \sin \theta_l - \xi c/\omega_0.$$

Как видно из (4.4), на выходе матрицы детекторов образуется совокупность сигналов, описывающих голограммы объектов, двигающихся со скоростями  $V_{l-1}$  и  $V_{l+1}$  (в том числе и неподвижных, так как при  $l = 1$   $V_{l-1} = 0$ ), снятые с опорными волнами, падающими под углами  $\theta'_{l-1}$  и  $\theta'_{l+1}$  на голограмму. Истинные и сопряженные изображения объектов, двигающихся со скоростями  $V_{l-1}$  и  $V_{l+1}$ , разделены в пространстве, так как углы  $\pm\theta'_{l-1}$  и  $\pm\theta'_{l+1}$  отличны друг от друга.

### 4.3. Системы голографической регистрации с получением восстановленного изображения в реальном масштабе времени

Проблема получения изображений, восстановленных по СВЧ голограммам в реальном масштабе времени, представляет существенный интерес для многих практических приложений, поэтому уже на ранних стадиях развития голографии было предложено несколько систем, которые в принципе позволяют решить поставленную задачу. Вероятно, первой из таких систем была система Росса [3]. В этой системе СВЧ излучение, рассеянное исследуемым объектом, поступает на приемную матрицу. Каждый элемент этой матрицы связан с соответствующим элементом в матрице модуляторов света, причем в качестве последних Росс предлагал использовать электрооптические ячейки Керра. Матрица электрооптических элементов модулирует излучение лазера в соответствии с законом изменения интенсивности в плоскости приемной матрицы и создает таким образом динамическую оптическую голограмму, по которой восстанавливается изображение объекта.

Очевидно, можно предложить еще ряд систем подобного типа, которые будут отличаться друг от друга принципиально только типом модулятора света: акустические модуляторы (см., например [4, 5]), модуляторы на жидких кристаллах нематического типа [6], механические (см., например, [7]) и другие модуляторы [8, 9].

Весьма перспективными являются системы пространственной временной модуляции света при помощи электронного луча, т. е. системы, в которых используются специальные электроннолучевые трубки (ЭЛТ). Эти системы могут применяться непосредственно в тех случаях, когда скорости развития процесса малы по отношению к скоростям развертки луча и коммутации регистрирующих элементов в СВЧ матрице. При этом перемещение луча по экрану ЭЛТ синхронизируется с переключением элементов в регистрирующей СВЧ матрице, так что определенному положению луча на экране соответствует определенное положение регистрирующего элемента (приемного, передающего или «возмущающего», см. § 3.3) в СВЧ матрице. Интенсивность электронного луча определяется величиной сигнала, получаемого в системе регистрации СВЧ голограмм, например, с помощью приемников-перемножителей и т. д. Этот луч создает на экране, освещенном от когерентного источника света и играющем роль модулятора, потенциальный рельеф, который преобразуется в пропорциональное глубине этого рельефа изменение коэффициента пропускания или фазовой задержки.

Таким образом осуществляется пространственно-временная модуляция когерентного светового потока.

В качестве модулирующих сред в таких системах могут применяться термопластики (см., например, [10]), кристаллы КДР, АДР, электрооптическая керамика [11—15].

В этих системах могут также применяться обычные ЭЛТ (с фосфорным экраном), совмещенные с преобразователями некогерентного светового изображения в фазовый или амплитудный рельеф на модуляторе когерентного света. Такое преобразование может осуществляться при помощи жидких кристаллов и термопластиков с подложкой из фотопроводника и других материалов (например, [16, 17]).

При использовании в системе регистрации СВЧ голограмм элементов памяти можно, используя тот же подход, что и в системе, описанной в § 4.1, регистрировать голограммы процессов, протекающих со скоростями, превышающими достижимые скорости коммутации регистрирующих элементов.

Все рассмотренные варианты систем с визуализацией изображений в реальном масштабе времени требуют для своей реализации источников когерентного света. Однако возможно построение систем с получением изображений в реальном масштабе времени и без использования таких источников [18]. Сущность работы таких систем заключается в том, что принятые СВЧ колебания преобразуются в колебания другой природы, например в ультразвуковые колебания или СВЧ колебания другого диапазона с сохранением амплитудно-фазовых соотношений, затем восстанавливаются соответственно ультразвуковые или СВЧ изображения и визуализируются без применения когерентных источников света одним из известных способов. По существу, в таких системах когерентный источник света заменяется когерентным источником ультразвуковых или СВЧ колебаний. Сохранение амплитудно-фазовых соотношений достигается за счет свойств квазилинейности (линейности по отношению к комплексной амплитуде) супергетеродинных методов приема. В случае перехода из одного диапазона СВЧ в другой можно использовать параметрические преобразователи. Поскольку системы такого типа в периодической печати почти не представлены, рассмотрим их несколько подробнее на примере системы с использованием ультразвуковых преобразователей [18].

На рис. 4.3 приведена структурная схема системы. Легко видеть, что в этой системе так же, как и в системе рис. 3.13, опорная волна создается на частоте гетеродина  $\omega_{g1}$ . Если продетектировать сигналы на выходе 11, получим, как было показано в § 3.6, СВЧ голограмму. Но в устройстве рис. 4.3 колебания с выхода 11 попадают на смесители 12, где смешиваются с колебаниями второго гетеродина  $\omega_{g2}$ , который имитирует освещение голограммы при восстановлении. Требуемый фронт восстанавливающей волны создается системой фазовращателей 13. Полученные на выходе 12 сигналы преобразуются в ультразвуковые сигналы и распространяются в среде 16, образуя в некоторой плоскости ультразвуковое изображение исследуемого объекта, которое может быть визуализировано каким-либо из известных методов [19]. Для получения изображения в реальном масштабе времени можно применить,

например, систему линейных преобразователей 17 ультразвуковых сигналов в электрические и затем подать их на малоинерционные источники света 18.

Проанализируем работу системы, полагая записывающие и восстанавливающие волны сферическими. Легко видеть [по аналогии

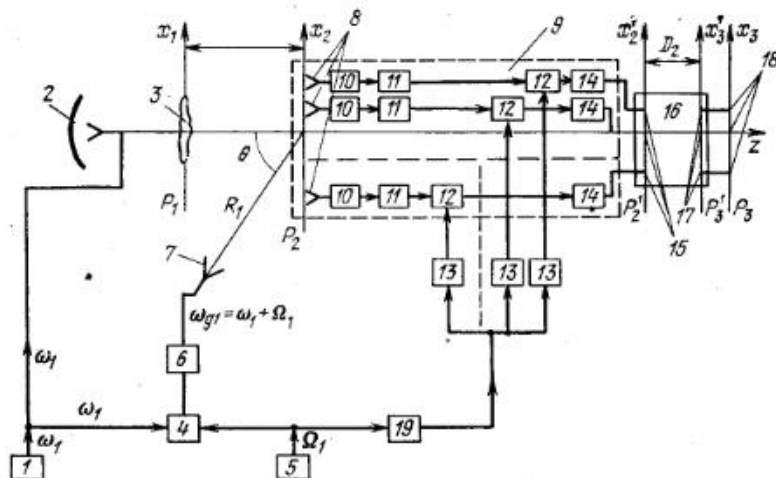


Рис. 4.3. Схема голографической регистрации с получением восстановленного изображения в реальном масштабе времени:

1 — генератор СВЧ колебаний частоты  $\omega_1$ ; 2 — передающая антенна; 3 — объект; 4 — смеситель сдвига; 5 — опорный генератор первой промежуточной частоты; 6 — полосовой фильтр с центральной частотой  $\omega_{g1} = \omega_1 + \Omega_1$ ; 7 — антенна опорного луча; 8 — приемная СВЧ матрица; 9 — многоканальный приемник; 10, 12 — смесители; 11 — полосовые фильтры; 13 — фазовращатели; 14 — полосовые фильтры с центральной частотой  $\Omega_2$ ; 15, 17 — ультразвуковые преобразователи; 16 — среда, в которой может распространяться ультразвук; 18 — управляемые источники света; 19 — умножитель частоты, предназначенный для образования частоты второго гетеродина.

с (3.69)], что на выходе 11 имеем сигнал

$$V(x_2) = \text{const} \exp i\Omega_1 t \int_{-a}^a T^*(x_1) \exp \left[ -ik_1 \frac{(x_2 - x_1)^2}{2D_1} + ik_{g1} \frac{x_2^2}{2R_1} + ik_{g1} x_2 \sin \theta_1 \right] dx_1,$$

где  $k_{g1} = \omega_{g1}/c$ .

Пусть фазовращатели 13 в каждом канале создают для колебаний второго гетеродина (с частотой  $\omega_{g2} = \Omega_2 - \Omega_1$ ) сдвиг фаз, имитирующий сферическую восстанавливающую волну,

$$\varphi(x_2) = k_{g2} (b_1 x_2 + b_2 x_2^2),$$

где  $k_{g2} = \omega_{g2}/c$ ,  $b_1$  и  $b_2$  — некоторые коэффициенты.

Тогда на выходе фильтров 14 по аналогии с выражением (3.69) получим\*)

$$I(x_2) = \text{const} \exp i\Omega_2 t \int_{-a}^a T^*(x_1) \exp i \left[ -k_1 \frac{(x_2 - x_1)^2}{2D_1} + k_{g1} \left( \frac{x_2^2}{2R_1} + x_2 \sin \theta_1 \right) + k_{g2} (b_1 x_2 + b_2 x_2^2) \right] dx_1.$$

Пусть ультразвуковые преобразователи в плоскости  $P_2^1$  расположены в  $n$  раз чаще, чем приемные антенны в плоскости  $P_2$ . Тогда для ультразвукового поля в плоскости  $P_3$  получим

$$E(x_3) = \text{const} \exp i\Omega_2 t \int_{-a}^a \int_{-L/n}^{L/n} T^*(x_1) \exp i \left\{ -k_1 \frac{(x_2' n - x_1)^2}{2D_1} + k_{g1} \left[ \frac{(nx_2')^2}{2R_1} + nx_2' \sin \theta_1 \right] + k_{g2} [b_1 nx_2' + b_2 (nx_2')^2] + k_2 \frac{(x_2' - x_3)^2}{2D_2} \right\} dx_1 dx_2',$$

где  $k_2 = \Omega_2/V$ ;  $V$  — скорость звука в среде 16.

Область фокусировки ультразвукового изображения, как и раньше (см. § 3.2), может быть найдена из условия равенства нулю суммы коэффициентов при  $(x_2')$  в экспоненциальном множителе. Тогда получим

$$D_2 = D_1 n^2 \frac{\Omega_2}{\omega_1} \left( 1 - \frac{\omega_{g1}}{\omega_1} \frac{D_1}{R_1} - 2b_2 D_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_{g2}} \right)^{-1}. \quad (4.5)$$

Для того чтобы ультразвуковое изображение получалось на оси  $Z$ , параметр  $b_1$  должен выбираться из условия  $b_1 = -\sin \theta_1 \omega_1/\omega_{g2}$ .

Хотя восстановленное ультразвуковое изображение является объемным, визуализированное изображение оказывается плоским, так как преобразователи 17 расположены только в одной плоскости сечения объемного изображения. Эту плоскость, как видно из (4.5), можно изменить, регулируя частоту  $\Omega_2$  в пределах полосы пропускания фильтра 14. Если прокалибровать шкалу перестройки генератора частоты  $\Omega_2$  в расстояниях  $D_1$ , то таким методом можно измерять глубину объектов. Если частота периодически изменяется, например, по пилообразному закону, можно периодически наблюдать развитие процесса на разных глубинах. Очевидно, подобная система может быть построена и для акустической голографии, если скорости звука в средах, в которых расположены объект и изображения, различны.

\*) Здесь и далее, так же как и в (3.69), опущено выражение для сигнала, описывающего истинное изображение.

#### 4.4. Системы регистрации СВЧ голограмм с использованием разряда в газе

Свойство газоразрядной плазмы отражать и поглощать СВЧ колебания и изменять яркость свечения под действием СВЧ излучения может быть использовано для создания ряда систем регистрации СВЧ голограмм. Эти системы можно разделить на две группы. В первой из них используется эффект отражения или поглощения СВЧ излучения плазмой — в таких системах могут быть реализованы различные варианты регистрации методом возмущенного поля (см. § 3.3.). Во второй используется эффект изменения свечения разряда под действием СВЧ излучения [20]. В этих системах принципиально возможна регистрация голограмм быстротекущих процессов.

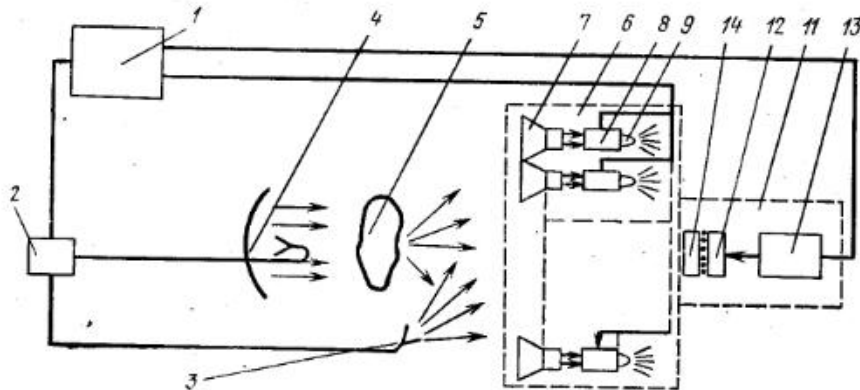


Рис. 4.4. Схема системы с использованием матрицы газоразрядных диодов.

Сама газоразрядная плазма в указанных системах может быть получена различными способами. Технически наиболее просто осуществимый способ — использование выпускаемых промышленностью или специально разработанных газоразрядных диодов. Технически более сложный путь — создание газоразрядной плазмы (лазерной искры) при помощи сфокусированного лазерного излучения. Существенным преимуществом этого второго способа является отсутствие каких-либо элементов конструкции; обычно в той или иной мере искажающих регистрируемое поле.

Рассмотрим теперь подробнее несколько систем той и другой группы.

На рис. 4.4 показана система, в которой используется матричный приемник с газоразрядными диодами. Импульсы СВЧ излучения от передатчика 1 через делитель мощности 2 поступают в источник опорной волны 3 и передающую антенну 4, которая облучает объект 5. Часть рассеянной объектом энергии достигает приемной матрицы 6, представляющей собой совокупность идентичных приемников, каждый

из которых состоит из приемной антенны 7 и детекторной секции 8 с газоразрядным детектором 9.

Разряд в газе вызывается постоянным напряжением, подаваемым от источника питания передатчика 1.

Интенсивность свечения плазмы зависит от величины поглощаемой ею СВЧ мощности, поэтому блок регистрации голограммы 11 регистрирует на фотоматериале картину интерференции сигнальной и опорной волн в плоскости раскрыва приемных антенн.

Работа регистрирующего прибора 12 синхронизируется с импульсами СВЧ излучения при помощи синхронизатора 13 импульсным напряжением, поступающим от передатчика, что позволяет производить покадровую запись различных стадий процессов.

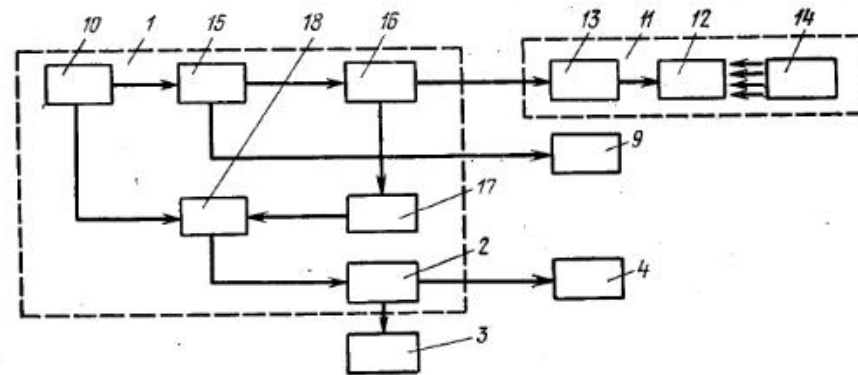


Рис. 4.5. Схема устройства регистрации голограмм во время рекомбинационного послесвечения плазмы.

Как показали эксперименты, чувствительность изменения свечения плазмы к изменению СВЧ мощности максимальна в некоторой узкой спектральной области. Поэтому блок регистрации содержит оптический фильтр 14, через который производится регистрация излучения детекторов. Это позволяет увеличить контрастность записанных голограмм.

С целью увеличения чувствительности устройства регистрацию можно производить во время рекомбинационного послесвечения плазмы, как показано на рис. 4.5. Импульсное напряжение от генератора импульсов 15 поступает на детекторы 9, вызывая ионизацию газа, и на блок временной задержки 16. В этом блоке импульсы задерживаются на время, равное их длительности, и подаются далее на выход синхронизатора блока регистрации 11 и на модулятор 17. Выходным напряжением модулятора модулируется мощность генератора СВЧ колебаний 18, питание на который подается от источника 10. Таким образом, рассеянные объектом импульсы СВЧ излучения попадают на детекторы в момент окончания ионизации газа.

В описанной здесь системе газоразрядные приборы используются как элементы, яркость свечения которых определяется величиной падающей на них СВЧ мощности. При использовании тех же приборов

как возмущающих элементов можно применять методы механического или электрического сканирования. В частности, в случае электрического сканирования в плоскости регистрации голограмм устанавливается матрица газоразрядных приборов\*), на которые при помощи электронного коммутатора подаются колебания звуковой частоты, модулирующие рассеянный СВЧ сигнал.

Принцип работы систем регистрации СВЧ голограмм с формированием плазменных образований при помощи лазерной искры заключается в следующем. В некоторой точке плоскости регистрации СВЧ голограмм при помощи лазера достаточной мощности, снабженного системами фокусировки и отклонения луча, создается лазерная искра, т. е. ионизированный объем, существующий в течение некоторого промежутка времени. СВЧ колебания интерференционного поля, отраженные от этого объема, принимаются неподвижной антенной, установленной на некотором удалении от плоскости регистрации, как это требуется в методе возмущенного поля (см. § 3.3), и запоминаются, например, при помощи фотографирования экрана ЭЛТ. Яркость свечения пятна на этом экране определяется уровнем принятого сигнала, а положение пятна — положением лазерной искры на плоскости регистрации СВЧ голограмм. Затем перемещают лазерную искру по всей плоскости регистрации при помощи системы, отклоняющей лазерный луч, и получают таким образом запись всей СВЧ голограммы. Для улучшения параметров приемного тракта системы полезно использовать модуляцию интенсивности лазерного луча. Так как размер возмущающего элемента — лазерной искры, не велик и какие-либо элементы конструкции для «крепления» сканирующего элемента в плоскости регистрации отсутствуют, искажения регистрируемого поля оказываются незначительными и СВЧ голограммы должны получаться высокого качества.

Для улучшения разрешающей способности при работе, например, в миллиметровом диапазоне волн прием сигналов, отраженных от лазерной искры, производят только в начальный момент после ее возникновения, пока линейный размер искры не достигнет предельно допустимого, определяемого в соответствии с теорией дискретных голограмм.

Для получения СВЧ голограмм динамических объектов можно использовать эффект изменения свечения ионизированного объема, созданного лазерной искрой, при изменении величины падающей СВЧ мощности. Для этого лазерную искру следует перемещать по плоскости регистрации СВЧ голограмм с некоторым интервалом  $s$  между точками, периодически возвращая искру в каждую из точек указанной плоскости через промежуток времени  $T$ . В микрообласти, окружающей каждую лазерную искру, образуется ионизированный микрообъем, который существует в этой микрообласти в течение времени  $T_n$  (порядка нескольких десятков миллисекунд). К моменту времени  $T_n$  линейный размер ионизированного микрообъема будет составлять некоторую величину  $s_n$  (порядка нескольких миллиметров). Если интервал между точ-

ками, в которых создают лазерную искру, меньше, чем размер ионизированного микрообъема, т. е.  $s < s_n$ , а период повторения лазерной искры в каждой из выбранных точек плоскости регистрации меньше, чем время существования лазерной искры, т. е.  $T < T_n$ , то все микрообъемы должны слиться в один слитно-ионизированный объем (стример)\*), занимающий всю плоскость регистрации СВЧ голограмм.

Так как яркость свечения ионизированного газа меняется при изменении интенсивности СВЧ излучения [20], интерференционная картина СВЧ поля может наблюдаться в виде светящейся картины с переменной по пространству яркостью. Фотографируя эту картину или регистрируя ее каким-либо иным способом (например, через телевизионную систему с вводом в ЭЦВМ), принципиально можно получить СВЧ голограмму. Поскольку при такой регистрации изменение яркости свечения должно происходить сразу по всей области, занятой стримером, следует ожидать, что будет возможна регистрация голограмм динамических объектов. Однако практическая реализация систем последнего типа потребует решения большого числа как принципиальных, так и инженерных задач.

#### 4.5. Непрерывные среды для регистрации СВЧ полей

Применение для регистрации СВЧ полей специальных сред, тем или иным способом реагирующих на СВЧ излучение [21—44], существенно упрощает процесс голографирования и в некоторых случаях позволяет вести запись в реальном масштабе времени. При регистрации СВЧ голограмм с помощью непрерывных сред схемы голографирования в большинстве случаев копируют схемы оптической голографии. Поэтому в данной главе эти схемы не анализируются, а рассматриваются только некоторые среды, позволяющие регистрировать картину распределения интенсивности СВЧ полей. Так как в настоящее время основным препятствием к широкому практическому применению непрерывных сред является их малая чувствительность, то основное внимание при рассмотрении уделяется вопросам, связанным с ее повышением.

Возможность регистрации СВЧ полей при помощи большинства из рассматриваемых ниже сред основана на тепловых явлениях. Исследуемое СВЧ поле создает на поверхности среды тепловой рельеф, который в свою очередь изменяет ее свойства. Фиксируя эти изменения, можно получить картину распределения исследуемого СВЧ поля, в частности СВЧ голограмму. Этот общий механизм регистрации СВЧ излучения позволяет сформулировать некоторые основные требования к указанным средам и способам их применения.

1. Необходимо создать условия, при которых максимальная часть энергии исследуемого поля переходит в тепло непосредственно на поверхности среды.

2. Необходимо, чтобы регистрирующая среда обладала минимальной теплопроводностью. Это замедляет процесс растекания тепла и

\*) Использование газоразрядных приборов в качестве матрицы возмущающих элементов было предложено Н. В. Котосоновым и И. Ф. Струковым.

\*) Использование лазерной искры для образования стримера по описанной здесь методике было предложено С. В. Россом.

создает условия, при которых тепловой рельеф действительно соответствует распределению энергии в исследуемом поле\*).

3. Поскольку регистрация СВЧ полей при помощи указанных сред сводится, по существу, к измерению температур, достижение высоких чувствительностей, как правило, сопряжено с жестким термостатированием регистрирующей панели.

Практическая реализация таких систем связана с серьезными техническими трудностями, прежде всего с точной установкой требуемой начальной температуры. Однако в ряде случаев, особенно, если требуется получение лишь качественной информации и имеются достаточно мощные источники излучения, эти среды могут с успехом применяться. Это подтверждается, например, рядом экспериментов по визуализации СВЧ полей и регистрации СВЧ голограмм с помощью холестерических жидких кристаллов [31—37, 45], специально обработанных фотоматериалов [21, 26—28], люминофоров [29], водного раствора двухлористого кобальта [42, 43], парафиновой смеси с углеродистым наполнением [39, 40].

Голографирование при помощи непрерывных сред представляется наиболее перспективным в миллиметровом и, особенно, субмиллиметровом диапазонах волн, так как матричные системы или методы механического сканирования в этих диапазонах трудно реализуемы.

Рассмотрим теперь несколько подробнее некоторые из известных в настоящее время непрерывных сред, принципиально пригодных для регистрации СВЧ голограмм.

**Визуализация СВЧ полей при помощи жидкокристаллических пленок.** Возможность записи распределения интенсивности СВЧ полей при помощи пленок жидкого кристалла холестерического типа основана на резкой температурной зависимости селективного рассеяния света такими кристаллами [48]. Если на такую структуру падает свет, то часть его проходит через нее, а часть рассеивается, причем длина волны рассеянного света, соответствующая максимальной интенсивности, сильно зависит от температуры. Поэтому при помещении пленки с жидким кристаллом в исследуемое СВЧ поле и подсветке ее белым светом она оказывается окрашенной в разные цвета.

Извлечение информации из такой картины может быть осуществлено различными методами:

— фотографированием на цветную пленку, фотометрированием через соответствующие фильтры и изготовлением по его результатам черно-белой голограммы;

— фотографированием через узкополосный фильтр на черно-белую пленку, чувствительную к тому участку спектра, для которого узкополосный фильтр прозрачен;

— освещением жидкокристаллической панели монохроматическим светом и фотографированием на черно-белую пленку, чувствительную к этому свету.

Практически наиболее удобны два последних метода. При их реа-

лизации в первом случае требуются мощные источники освещения (так как из-за наличия узкополосного фильтра используется только малая часть энергии осветителя). Второй случай выгоднее энергетически, однако несколько усложняет всю систему в целом из-за необходимости применения лазеров.

По существу, рассматриваемый способ регистрации СВЧ полей сводится к регистрации изменения частоты рассеянного жидким кристаллом света. Поэтому чувствительность способа определяется в конечном счете спектральным разрешением принятого метода извлечения информации, диапазоном рабочих температур кристаллов, степенью стабильности начальной (в отсутствие СВЧ мощности) температуры поверхности кристалла и равномерностью его освещения.

В опубликованных работах чувствительность способа регистрации СВЧ полей при помощи холестерических жидких кристаллов указывается по-разному, что связано, по-видимому, не только с различием в их составе, но и с различными методами оценки. В [45] чувствительность существующих жидких кристаллов оценена величиной около  $2 \text{ мВт/см}^2$ . В [31] сообщается, что в настоящее время принципиально достижима чувствительность  $150 \text{ мкВт/см}^2$  ( $1 \text{ мВт/дюйм}^2$ ) и предполагается, что эта величина может быть снижена при изменении состава. В [36] указано, что весь диапазон цветов от красного до зеленого занимает по мощности примерно  $5,7 \text{ мВт/см}^2$ . Если учесть данные о динамическом диапазоне, равном примерно 7 дБ, приведенные в [24], то согласно [45] чувствительность существующих за рубежом пленок должна оцениваться величиной приблизительно  $1 \text{ мВт/см}^2$ .

**Визуализация СВЧ полей при помощи специально обработанных фотоматериалов.** Возможность регистрации распределения интенсивностей СВЧ полей на фотоматериалах основана на температурной зависимости происходящих в них фотохимических процессов. В частности, можно использовать эффект разрушения скрытого изображения под действием нагрева (эффект Гершеля). Однако чувствительность такого способа мала.

Значительно лучшие результаты получаются при использовании температурной зависимости скорости проявления предварительно засвеченного фотоматериала [22, 23, 25—28]. Процесс регистрации в этом способе производится следующим образом: фотоматериал пропитывается проявителем, засвечивается и помещается в исследуемое СВЧ поле. В местах, где интенсивность СВЧ поля выше, происходит локальный разогрев и процесс проявления идет быстрее. Процесс проявления прерывают, не доводя до конца, и производят обычную операцию фиксирования. В результате распределение плотности почернения на фотоматериале оказывается соответствующим тепловому рельефу, т. е. распределению интенсивности исследуемого СВЧ поля. Без принятия соответствующих мер чувствительность этого способа оказывается также весьма незначительной (в 3-см диапазоне около  $50 \text{ мВт/см}^2$ ).

Ниже приведен оптимальный состав проявителя [27] для черно-белых фотоматериалов (на 1 литр раствора): метол — 2 г, гидрохинон — 10 г, сульфат натрия безводный — 52 г, сода безводная — 40 г, калий бромистый — 2 г, бензотриазол — 0,25 г.

\* Вопросы растекания тепла и соответствия теплового рельефа исследуемому распределению интенсивности поля подробно обсуждаются в [46, 47].

Наиболее приемлемыми из отечественных черно-белых фотоматериалов являются фотобумаги «фотобром» и «бромпортрет». Использование цветных фотоматериалов [22, 23, 27] позволяет улучшить чувствительность примерно в три раза. Чувствительность рассматриваемого способа выше в миллиметровом диапазоне и ниже в сантиметровом. Это объясняется тем, что тонкий слой фотоматериала, пропитанный быстросохнущим проявителем, в сантиметровом диапазоне волн очень слабо поглощает СВЧ энергию. Поэтому для увеличения чувствительности в сантиметровом диапазоне волн фотоматериал размещают между двумя поглощающими СВЧ энергию пленками [28]. В качестве таких пленок могут использоваться тонкие диэлектрические пленки с нанесенными на них слоями углерода, никрома и т. п. Такая конструкция позволяет существенно повысить долю мощности, идущей на образование теплового рельефа на фотоматериале, и тем самым улучшить чувствительность. Кроме того, применение такой конструкции позволяет использовать ее для регистрации СВЧ полей на свету. На рис. 4.6 приведены усредненные зависимости [28] относительной оптической плотности почернения фотоматериала от плотности СВЧ мощности.

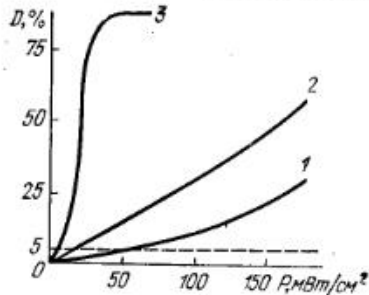


Рис. 4.6. Усредненные зависимости плотности почернения фотоматериала от плотности СВЧ мощности.

ния фотоматериала от плотности СВЧ мощности в 3-см диапазоне волн для трех вариантов: 1 — фотоматериал без подложки, 2 — фотоматериал с металлическим экраном на расстоянии  $\lambda/4$  от его поверхности [26], 3 — фотоматериал между согласованными поглощающими пленками. Пунктиром отмечен уровень  $D_{\text{мин}} = 5\%$ , определяющий чувствительность в каждом из вариантов.

**Визуализация СВЧ полей выпариванием воды из раствора  $\text{CoCl}_2$ .** Кристаллы двухлористого кобальта  $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  в твердом состоянии (порошок) имеют насыщенный темно-малиновый цвет. При прокаливании кристаллы приобретают темно-синий цвет. Это изменение цвета происходит в результате потери кристаллами воды.

Свойство водного раствора  $\text{CoCl}_2$  изменять свой цвет при изменении содержания влаги можно использовать для визуализации СВЧ полей [36, 42, 43]. Процесс регистрации СВЧ поля по этому способу происходит следующим образом. Водный раствор двухлористого кобальта наносится на подложку и помещается в исследуемое СВЧ поле. В местах максимальной интенсивности поля происходит локальный перегрев и быстрое испарение воды. В результате на подложке появляется цветная картина, описывающая распределение интенсивности СВЧ поля. Съём информации может производиться теми же способами, что и при регистрации СВЧ полей при помощи жидких кристаллов.

Чувствительность способа зависит от концентрации раствора. Как показали эксперименты, оптимальным является 30%-ный раствор [42]. Для повышения чувствительности в 3-см диапазоне волн целесо-

образно применять согласованную пленку так же, как и при использовании фотоматериалов, но эти пленки должны в данном способе располагаться только с одной стороны от подложки.

Существенной особенностью рассматриваемого способа является очень быстрое, почти скачкообразное изменение цвета подложки от красного к синему при выпаривании. Это свойство можно использовать для ориентировочной оценки интенсивности поля, измеряя время от момента включения поля до момента скачкообразного изменения цвета. На рис. 4.7 приведена снятая экспериментально зависимость времени возникновения указанного скачка от плотности СВЧ мощности, снятая в нормальных условиях (температура  $22^\circ\text{C}$ , влажность 70%). В этих условиях по истечении примерно 17 мин изменение цвета происходит самопроизвольно (естественное испарение). Уровень, соответствующий 17 мин, определяет потенциальную чувствительность способа, которая составляет примерно  $4 \text{ мВт/см}^2$ . В области  $t \leq 4$  мин кривая рис. 4.7 хорошо аппроксимируется гиперболой  $W = Pt = 2,2 \text{ Дж/см}^2$ . Уровень, соответствующий времени примерно 4 мин, определяет реальную чувствительность способа, которая составляет около  $15 \text{ мВт/см}^2$ . Отклонение кривой рис. 4.7 от гиперболы  $W = \text{const}$  при  $t > 4$  мин объясняется влиянием самопроизвольного испарения воды из раствора.

Динамический диапазон самого способа регистрации СВЧ полей выпариванием воды из раствора  $\text{CoCl}_2$  практически неограничен, однако при фотографировании получающейся цветной картины происходит ограничение этого диапазона из-за ограниченного динамического диапазона фотоматериала.

Несмотря на то, что возникновение изображения в каждой отдельной точке, где происходит выпаривание, происходит скачком, на фотографии получаются все градации интенсивности (в пределах динамического диапазона фотоматериала) исследуемого поля. Это обусловлено различным временем накопления скрытого изображения в фотоматериале из-за различия в моментах появления изображения в точках с разной интенсивностью СВЧ поля в соответствии с кривой рис. 4.7. Это подтверждается экспериментальной кривой на рис. 4.8, где приведена зависимость оптической плотности почернения фотоматериала от плотности СВЧ мощности при постоянном времени выдержки в СВЧ поле. В эксперименте, по которому построена кривая рис. 4.8, использовалась пленка «Микрат» и красный светофильтр.

**Некоторые другие возможные методы визуализации СВЧ полей.** В работе [29] описан эксперимент по записи распределения интенсивности СВЧ полей, а в работе [49] по голографированию при помощи люминофоров. В [29] использовался люминофор на основе  $\text{ZnS}$  и  $\text{CdS}$ . Люминофор возбуждался ультрафиолетовым излучением и экспонировался в СВЧ поле, при этом использовался эффект гашения люминесценции при нагреве. Для увеличения поглощения СВЧ энергии люминофор накладывался на подложку из слюды с напыленным на нее слоем алюминия. Существенным ограничением этого способа является необходимость равномерной ультрафиолетовой засветки, а также технологическая сложность создания панелей больших размеров, связанная со сложностью напыления поглощающего слоя алюминия.

В [38] был предложен метод, а в [39, 40] описаны эксперименты по регистрации СВЧ голограмм при помощи измерения малой деформации панели из смеси углерода с парафином, вызванной тепловым расширением из-за нагрева ее СВЧ полем. Для измерения деформаций в этом методе используется способ оптической голографической интерферометрии, позволяющий регистрировать деформации, составляющие доли длины волны света. Поэтому, вероятно, способ должен обладать очень высокой чувствительностью. Можно показать, что если деформации, вызванные СВЧ разогревом, не превосходят четверти длины волны света, то оптическая интерферограмма деформированной пластины в первом приближении совпадает с регистрируемой СВЧ голо-

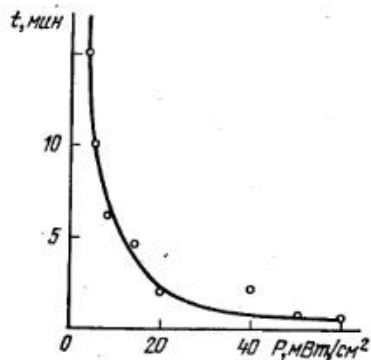


Рис. 4.7. Экспериментальная зависимость времени изменения цвета раствора  $\text{CoCl}_2$  от плотности СВЧ мощности.

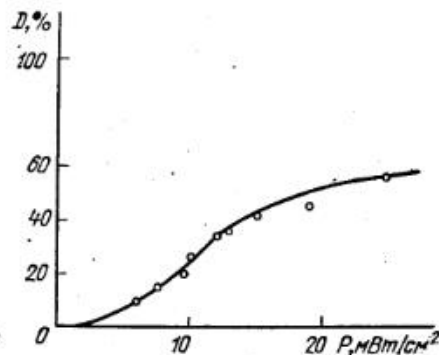


Рис. 4.8. Зависимость оптической плотности почернения фотоматериала от плотности СВЧ мощности.

граммой. Недостатком способа является его относительная сложность и высокие требования к механической устойчивости элементов установки, необходимые для осуществления голографической интерферометрии методом двух экспозиций в оптическом диапазоне.

В [41] для регистрации СВЧ голограмм предлагается использовать пластины из пьезоэлектрических кристаллов, представляющих собой особый вид пьезоэлектрических материалов, на которых при изменении их температуры возникает э. д. с. Величина этой э. д. с. определяется не абсолютной температурой кристалла, а скоростью ее изменения, поэтому здесь не требуется точного поддержания температуры. Хотя такие панели не созданы, по мнению зарубежных специалистов [41], их производство при современном уровне технологии возможно. Ожидается, что такие панели будут обладать очень высокой чувствительностью.

Здесь не описываются предложенные способы регистрации СВЧ полей при помощи эвалорографа [52] и плавления красителя [53], так как их перспективность для СВЧ голографии в настоящее время сомнительна.

#### 4.6. Записывающие устройства в системах СВЧ голографии

В большинстве из рассмотренных выше способов регистрации СВЧ голограмм анализ заканчивался получением электрического сигнала, пропорционального «плотности почернения голограммы» (при регистрации при помощи радиоприемных устройств), или визуализированной картины интерференционного СВЧ поля (при использовании непрерывных сред).

Однако для получения восстановленных изображений эти сигналы должны быть подвергнуты определенной обработке. В частности, при оптической реконструкции указанные сигналы должны быть записаны в определенном масштабе (см. § 3.3) на фотоматериал. С принципиальной точки зрения эта операция является элементарной, однако при практическом ее осуществлении возникает ряд трудностей. Рассмотрим сначала проблемы, связанные с записью сигналов в системах с использованием радиоприемных устройств.

Для того чтобы записать выходной сигнал радиоприемного устройства на фотоматериал в виде точки, прозрачность которой определяется величиной сигнала, а положение — положением приемного (передающего возмущающего) элемента, необходимо прежде всего превратить этот сигнал в световой, т. е. использовать некоторый управляемый источник света. Яркость свечения управляемого источника света должна быть связана с управляющим сигналом таким образом, чтобы изменение плотности почернения фотоматериала было пропорционально изменению амплитуды управляющего сигнала. Поскольку большинство управляемых источников света имеют нелинейную зависимость яркости свечения от величины управляющего сигнала и фотоматериалы в общем случае имеют нелинейную зависимость плотности почернения от экспозиции, приходится использовать специальные электронные схемы коррекции и строго выдерживать определенные режимы фотообработки. Все эти меры значительно усложняют аппаратуру. Вместе с тем известно, что регистрация голограмм на нелинейной среде\* приводит при реконструкции лишь к появлению добавочных изображений (побочных изображений такого же типа, что и при реконструкции дискретных эквидистантных голограмм) и, следовательно, ухудшает энергетические параметры при реконструкции. Пренебрегая этим ухудшением, можно не применять корректирующих цепей в схеме управления источником света, однако для получения сравнимых количественных результатов необходимо и в этом случае строго выдерживать режимы фотообработки и знать сквозную характеристику «входной сигнал — плотность почернения» всей системы записи. В качестве примера на рис. 4.9 приведена такая характеристика для установки УИГ-3 при записи на «пластинки для научных исследований» 11 и 130 ед. ГОСТ. Характеристики на рис. 4.9 распространяются как в область положительных, так и в область отрицательных значений вхо-

\* Следует иметь в виду, что «нелинейная обработка» при регистрации голограмм на нелинейной среде существенно отличается от «нелинейной обработки» сигналов по методике, подобной описанной в § 3.7.



дных сигналов, так как в установке УИГ-3 использован приемник-перемножитель, на входе которого в зависимости от соотношения фаз опорной и сигнальной волн могут быть как отрицательные, так и положительные сигналы.

Вторая проблема связана с масштабированием при записи сигналов на фотоматериал. Как показано в § 3.4, 3.5, расстояние между точками отсчета на СВЧ голограмме  $d$  сравнимо с длиной волны СВЧ излучения  $\lambda_1$ , расстояние же между соответствующими точками на фотоматериале должно быть в  $n$  раз меньше, где  $n$  в большинстве случаев имеет

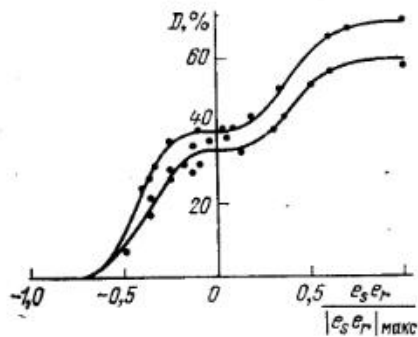


Рис. 4.9. Сквозная характеристика установки УИГ-3.

порядок нескольких сотен, а в ряде случаев может достигать и тысяч единиц. Это приводит к определенным техническим трудностям при построении записывающих устройств.

Рассмотрим сначала системы со сканированием. В этих системах могут быть использованы три варианта записи.

**Первый вариант.** Система с управляемым источником света, сканирующим с шагом, в  $n$  раз меньшим, чем  $d$ . В этом варианте в случае, если используется механическое сканирование, приходится применять сверхвысокоч-

ные механические устройства, жестко синхронизированные с СВЧ сканатором. Требования к точности перемещения в таких условиях оказываются очень высокими, в ряде случаев практически не реализуемыми. Поясним это на типичном примере. Пусть регистрация дискретной эквидистантной голограммы объекта размером  $2a = 2$  м, расположенного от голограммы на расстоянии  $D_1 = 1,5$  м, производится на длине волны  $\lambda_1 = 3$  см с плоской опорной волной ( $R_1 = \infty$ ) и использованием приемника-перемножителя ( $\sigma = 1$ ), причем размер плоскости регистрации голограммы  $2L = 3$  м. Положим, что восстановление производится на длине волны  $\lambda_2 = 6328 \text{ \AA}$  (гелий-неоновый лазер), причем требуется, чтобы восстановленное изображение было доступно для непосредственного наблюдения, так чтобы размер этого изображения был, например, не менее чем  $2a' = 20$  мм, т. е. масштабный коэффициент  $M = 2a'/2a = 10^{-2}$ . Кроме того, потребуем, чтобы длина восстанавливающей установки была ограничена определенным размером, например так, чтобы  $D_2$  было не более 1,5 м. Тогда из (3.49) получаем требуемый шаг сканирования в плоскости регистрации СВЧ голограммы

$$d = \lambda_1 D_1 / 4L (1 + a/L) = 4,5 \text{ мм.}$$

Из (3.8) требуемый коэффициент уменьшения СВЧ голограммы

$$n = MD_1 \lambda_1 / D_2 \lambda_2 = 4 \cdot 10^3.$$

Следовательно, требуемый шаг сканирования в плоскости записи голограммы составляет

$$d' = d/n \approx 0,01 \text{ мм.}$$

В случае использования электрического сканирования запись производится фотографированием экрана ЭЛТ или электрически коммутируемых элементов матрицы управляемых источников света. В варианте с ЭЛТ расстояние между точками на экране не может быть сделано меньше некоторой величины (например, для трубки ЗЛК1Б на 1 мм размещается не более 15 линий). Кроме того, общее количество линий на экране не превышает пока в лучших трубках 1000.

В варианте с матрицей источников света возникают трудности, связанные с необходимостью плотного размещения этих источников, и минимальное расстояние между точками составляет около нескольких миллиметров. Необходима высокая степень идентичности характеристик указанных источников.

**Второй вариант.** Система с управляемым источником света, сканирующим с шагом  $d$ , равным расстоянию между элементами на СВЧ голограмме, и с фотооптической системой уменьшения [54].

В случае механического сканирования механическая часть такой системы значительно проще, чем в первом варианте, однако для получения достаточно больших уменьшений требуется высококачественная оптика. В случае электрического сканирования в этом варианте можно применить матрицу неподвижных электрически коммутируемых управляемых источников света. Проблемы плотного размещения этих источников в данном варианте не возникает вплоть до миллиметровых волн, однако жесткие требования к их идентичности остаются. Недостатком этого варианта являются большие габариты записывающего устройства, сравнимые с габаритами СВЧ установки.

**Третий вариант.** Система с двухступенчатым процессом уменьшения — управляемый источник света сканирует с шагом  $d_1/n_1$ , где  $n_1 < n$ , а дальнейшее уменьшение в  $n_2$  раз происходит оптическим путем так, что общее уменьшение  $n = n_1 n_2$ . Свойства этого варианта, который оказывается в ряде случаев оптимальным, промежуточные между свойствами первых двух.

Следующая проблема, возникающая при разработке записывающих устройств, связана с конечными размерами источников света и несферичностью их индикатрис рассеяния.

При записи голограмм на фотоматериалы по первому варианту максимально достижимое уменьшение  $n$  может быть ограничено не столько изготовлением механической системы, а размером светящейся точки. При механическом сканировании следует применять высококачественную оптику для фокусировки светящейся точки на фотоматериал (т. е. применять устройства типа сканирующего микроскопа). Можно применять когерентные источники света, так как когерентный свет может быть сфокусирован в пятно меньших размеров, чем некогерентный. При этом, однако, резко возрастают трудности управления яркостью свечения.

В случае электрического сканирования с использованием ЭЛТ применяется электронная фокусировка пятна, которая, как известно, не позволяет получать размер пятна меньше некоторого, определяемого техническими возможностями. Существенный недостаток этого способа заключается также в том, что размер пятна зависит от уровня управляющего сигнала.

При использовании матриц управляемых источников света возникает необходимость точной индивидуальной фокусировки каждого из элементов матрицы на поверхность фотоматериала, что представляет собой очень сложную задачу.

Во втором и третьем вариантах не требуется высококачественных фокусирующих устройств у источников света, однако здесь существенную роль играет индикатриса рассеяния источника света. Индикатриса рассеяния должна быть равномерной в пределах всего углового размера плоскости сканирования, наблюдаемой из точки фотографирования.

Следующая проблема связана с дискретным строением СВЧ голограмм. Дискретный способ записи приводит, как было показано в § 3.4, к появлению побочных изображений. При правильном выборе шага сканирования  $d$  (см. § 3.4) побочные изображения не мешают наблюдению основных, однако, если запись производится тонкими сфокусированными точками, энергия лазерного луча, участвующая в образовании основного изображения, оказывается малой, что затрудняет наблюдение. Один из возможных способов устранения этого затруднения заключается в увеличении размера пятна, которым производится запись на фотоматериал, до пятна, размер которого равен или несколько меньше расстояния между соседними линиями сканирования (т. е. до  $d/n$ ). Средняя плотность почернения фотоматериала при этом увеличивается и при реконструкции такой голограммы яркость нулевого порядка уменьшается. Одновременно уменьшается яркость высших номеров побочных изображений за счет направленных свойств элементов пятен, которыми производилась запись\*. В итоге яркость основного изображения увеличивается. Наиболее просто этот метод реализуется во втором варианте и в третьем при механическом сканировании.

В случае применения неэквидистантного размещения элементов (см. § 3.5) в записи черными точками на белом фоне из-за малой средней плотности почернения фотоматериала (число точек при неэквидистантном размещении мало) при реконструкции появляется очень сильный фон, который в ряде случаев не позволяет наблюдать изображение. Для устранения этого явления следует производить запись голограммы на позитивные фотоматериалы или делать негатив с голограммы, записанной на негативных фотоматериалах. Размер записывающего пятна в этом случае можно делать равным минимальному расстоянию между элементами, т. е.  $d_{\text{мин}}/n$ .

Трудности, связанные с записью СВЧ голограмм, особенно возрастают при регистрации динамических объектов. Положим, напри-

\* По аналогии с антенными решетками из направленных элементов — для устранения боковых лепестков.

мер, что имеется непрерывно меняющаяся в соответствии с развитием исследуемого процесса визуализированная при помощи некоторой идеальной безынерционной аппаратуры СВЧ голограмма этого процесса. Очевидно, даже и в этом идеальном варианте необходимо еще иметь скоростную аппаратуру (например, киноаппаратуру), которая могла бы записывать отдельные голограммы. Возникает проблема оптической регистрации некоторого процесса — процесса изменения СВЧ голограммы. При высоких скоростях развития исследуемого процесса, а следовательно, и процесса изменения СВЧ голограммы эта проблема представляет серьезные трудности, которые могут решаться различными путями, в том числе, возможно, и методами оптической голографии. Следует иметь в виду, что мы рассмотрели здесь только идеализированный случай безынерционной регистрации самих СВЧ голограмм.

Очевидно, что в системе регистрации динамических объектов могут применяться только матрицы управляемых источников света с параллельной записью или системы с быстрым электрическим сканированием светового пятна\* (например, в описанной в § 4.1 системе регистрации с элементами памяти).

При записи на фотоматериал голограмм, зарегистрированных при помощи непрерывных сред, отпадают трудности, связанные со сканированием и дискретным строением СВЧ голограмм. Обычно используется второй вариант уменьшения. При этом остаются высокие требования к качеству уменьшающей оптики, а в ряде случаев возникают дополнительные проблемы (например, проблема равномерного освещения видимым светом среды, реагирующей на СВЧ излучение).

Оптическая реконструкция не является единственным методом обработки СВЧ голограмм. В ряде задач, особенно требующих точных количественных оценок, предпочтительнее машинная реконструкция или в более общем случае машинная обработка голографической информации по некоторому зависящему от поставленной задачи правилу. В этом случае, очевидно, записывающее устройство должно преобразовать сигналы, пропорциональные «плотности почернения голограммы» в вид, удобный для ввода в ЭВМ.

В случае использования непрерывных сред для регистрации СВЧ голограмм в состав записывающего устройства может входить устройство типа УОГ-2 (см. гл. 5), т. е. устройство сопряжения фототелеграфного аппарата (ФТА) с ЭВМ. Поскольку размер СВЧ голограммы обычно превышает размер кадра, который может быть введен в ФТА, записывающее устройство должно содержать, кроме УОГ-2, оптическую систему для записи СВЧ голограмм по типу второго варианта с несколько меньшими, чем в случае оптической реконструкции, требованиями к качеству оптики.

Такое же записывающее устройство принципиально может применяться при записи сигналов с матричных устройств (в том числе и без элементов памяти) регистрации динамических объектов. В этом варианте на выходе матричного радиоприемного устройства должна стоять матрица управляемых источников света, которая фотографируется скоростной кино-и фотоаппаратурой. Полученные снимки масштабируются до размера, удобного для ввода в ФТА и вводятся в УОГ-2.

Недостатком варианта с ФТА является низкая точность, связанная с применением трудно поддающегося контролю фотографического процесса. При последовательной обработке нескольких голограмм и их пространственном совмещении могут возникнуть ошибки за счет неточности совмещения. Это особенно опасно, если такой обработке подвергаются дискретные голограммы, в которых есть участки, не несущие никакой информации (участки между отсчетами на голограмме).

При другом решении визуализированные картины распределения СВЧ поля вводятся в ЭВМ при помощи телевизионной системы, сопряженной с ЭВМ. Телевизионный вариант можно использовать в системах регистрации СВЧ голограмм с механическим и электрическим сканированием. В последнем случае скорость сканирования может ограничиваться из-за ограниченного быстродействия устройства ввода информации в ЭВМ, являющегося устройством последовательного действия. Недостатком телевизионной системы является ее сложность, ошибки за счет нелинейности разверток, малое число передаваемых градаций и необходимость жесткой связи системы регистрации СВЧ голограмм и ЭВМ.

При регистрации СВЧ голограмм методами сканирования можно использовать системы с записью сигналов с выхода приемника на магнитную ленту или перфокарту. Туда же одновременно записывается при помощи кодирующих устройств информация о положении сканируемых элементов. Преимуществом этого метода является компактность системы, отсутствие жесткой связи аппаратуры регистрации СВЧ голограмм с ЭВМ.

Телевизионный вариант и варианты с записью на магнитную ленту или перфокарту могут применяться при регистрации голограмм матричными приемниками с элементами памяти, например, в системе типа рис. 4.1. В случае, если матричная система не содержит элементов памяти, применение этих методов записи затруднительно, поскольку оба эти варианта являются, по существу, вариантами быстрого сканирования.

## Глава 5

### ИЗМЕРЕНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ ПО ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ ИЗОБРАЖЕНИЯМ

#### 5.1. Методы измерений

До последнего времени были известны три метода измерения геометрических параметров трехмерных объектов по их фотографическим изображениям: фотограмметрический метод, метод муаровых полос и метод сечений «светящимися плоскостями» [1 — 3]. Наиболее отработанным и получившим широкое распространение является фотограмметрический метод. С развитием голографии появилась возможность из-

мерения геометрических параметров объекта по его восстановленному изображению, зафиксированному на голограмме, поскольку восстановленное голографическое изображение при соблюдении некоторых условий является точной объемной копией предмета. Фотограмметрический метод базируется на использовании двух центральных проекций предмета, зафиксированных на фотопластинке с двух точек зрения и составляющих стереопару. В результате наблюдения стереопары с помощью стереоскопического прибора в сознании оператора воссоздается стереомодель — объемная копия предмета.

По существу, рассматривая мнимое голографическое изображение через голограмму, наблюдатель «выхватывает» из бесчисленного множества «стереопар», зафиксированных на голограмме, именно ту, которая соответствует точке наблюдения в заданный момент. С изменением положения точки наблюдения соответственно непрерывно изменяются и стереопары. При этом стереомодель, как и при рассматривании стереопары, возникает в сознании человека.

Итак, голограмму можно рассматривать как совокупность бесчисленного множества стереопар. Это приводит к большой избыточности информации, но позволяет наблюдать стереомодель с любым базисом и с любого ракурса в пределах апертуры голограммы.

Так как восстановленное голографическое изображение является пространственной оптической моделью объекта, то его геометрические параметры можно измерить, например, с помощью светящейся «точки» — реальной марки, координаты которой в пространстве изображения можно произвольно изменять посредством координатного механизма. При восстановлении голографического изображения реконструируется волновой фронт, несущий энергию, что дает возможность, измеряя распределение плотности световой энергии в пространстве действительного изображения, определить геометрические параметры объекта. Поскольку в основе процесса восстановления голографического изображения лежат интерференционные явления, то голография позволяет простыми средствами получить в восстановленном изображении контуры сечений голографируемого предмета известными поверхностями — параллельными плоскостями, семейством параболоидов или эллипсоидов вращения.

Равномерно освещенная протяженная поверхность не может быть измерена ни методами, в основе которых лежит стереоскопический эффект, ни энергетическими методами. В этом случае искусственно нанесенные на голографическое изображение интерференционные полосы позволяют увеличить точность измерений.

Исходя из сказанного выше, все методы измерений можно объединить в три группы:

- 1) методы измерений по действительному голографическому изображению;
- 2) методы измерений по мнимому голографическому изображению;
- 3) интерферометрические методы измерений.

Рассмотрим в отдельности каждый из этих методов. В работе [4] была рассмотрена установка для измерения параметров аэрозоли. Некоторый объем пространства, заполненный аэрозолем (туманом),

фиксируется на голограмму, измерения производились в действительном восстановленном изображении. Посредством объектива с малой глубиной резкости тонкий слой пространства проектировался на фотокатод передающей трубки телевизионной установки. Наблюдение изображения частиц аэрозоли производилось на кинескопе приемной телевизионной установки, соединенной кабелем с передающей установкой. Таким образом были измерены частицы аэрозоли размером от 3 до 70 мкм и установлено распределение частиц по размерам.

Метод измерения в действительном восстановленном изображении был применен также для измерения треков в пузырьковой камере [5]. Восстановленное изображение зафиксированного на голограмме небольшого объема пузырьковой камеры исследовалось с помощью установки, спроектированной на базе измерительного микроскопа типа УИМ-21. Измерение координат производилось путем совмещения изображения трека с перекрестием, нанесенным на матовом стекле, которое одновременно служило и экраном для наблюдения сфокусированного на нем восстановленного изображения.

Измерения действительных голографических изображений с целью установления зависимости разрешающей способности голографического изображения от размеров голограммы проводились также в работе [6]. Для этого была получена голограмма стандартной миры. Действительное восстановленное изображение формировалось с голограммы, ограниченной диафрагмами различного размера. Восстановленное изображение визуально наблюдалось через микроскоп или фотографировалось.

Как было отмечено выше, действительное восстановленное изображение, являясь стереомоделью объекта, несет световую энергию. Поскольку плотность энергии имеет наибольшее значение в месте точной фокусировки какой-либо детали изображения, возможно измерять координаты точки предмета по действительному восстановленному изображению путем модуляции светового потока посредством вибрирующей диафрагмы [7]. Метод вибрирующей диафрагмы дает возможность автоматизировать поиск и измерение трех координат точки, лежащей на поверхности голографируемого объекта. Такими «точками» могут быть характерные точки предмета или отрезок линии, имеющие яркость, отличную от остального изображения, или же искусственно нанесенные при голографировании интерференционные полосы.

Для измерения геометрических параметров предмета по его мнимому восстановленному изображению был предложен метод реальной «марки» [8]. Метод измерения посредством реальной марки прост и нагляден. Он сводится к точному совмещению светящейся марки с измеряемой точкой восстановленного изображения при одновременном бинокулярном наблюдении изображения и марки и измерению координат марки в пространстве.

Интерферометрическим методам голографирования трехмерных объектов посвящено наибольшее число публикаций. Многие работы иллюстрируют только возможности метода без оценки точности измерений. В работе [9] проводится теоретический анализ методов голографирования с многими источниками и многими волнами.

Для интерферометрических методов характерно образование на поверхности изображения объекта контуров, являющихся следами сечения поверхности объекта семейством поверхностей с известными параметрами. Прежде чем перейти к подробному изложению каждого из методов, рассмотрим общие вопросы, связанные с точностью воспроизведения голографического изображения.

## 5.2. Соотношения проективного преобразования в голографии и искажения изображения

При измерении геометрии объекта по голографическому изображению важно знать масштаб изображения, его ориентацию относительно объекта, возможные геометрические искажения и их характер. Все это зависит от схемы записи голограммы и схемы восстановления изображения по голограмме. В литературе уделяется большое внимание проективным преобразованиям в голографии. Среди известных работ следует прежде всего отметить работы [10—13].

В работах [10, 11] в основном рассматриваются аналогии, существующие между проективными свойствами голограммы и известными оптическими системами. В работах [12, 13] рассматриваются поля, восстановленные из голограмм, которые являются основой для вычисления координат изображения, разрешения, масштаба увеличения, а также некоторых других параметров, эквивалентных соответствующим параметрам оптической системы.

Соотношения проективного преобразования в голографии можно подразделить на две группы. К первой группе относятся соотношения, связывающие координаты пространства изображения с координатами пространства объекта через параметры схемы записи и схемы восстановления изображения. Ко второй относятся соотношения, связывающие положение фокуса, главных и узловых точек с параметрами схемы записи и восстановления изображения. Под параметрами схемы записи и восстановления здесь понимаем координаты центров расходящей (сходимости) восстанавливающей и записывающей волн. Аналитические соотношения, выражающие координаты изображения через координаты объекта и параметры голографической системы, приведены в работах [12, 13] и в гл. 3.

Здесь в качестве источников опорной и восстанавливающих волн рассматриваются точечные источники. В этом случае выражения для координат изображения точки объекта в координатной системе  $x_0y_0z_0$  (плоскость  $XOY$  совпадает с плоскостью голограммы) имеют вид:

$$z_{0i} = \left( \frac{1}{z_B} \pm \frac{\mu}{m^2} \frac{1}{z_0} \mp \frac{\mu}{m^2} \frac{1}{z_{0П}} \right)^{-1}, \quad (5.1)$$

$$x_{0i} = \left( \frac{x_B}{z_B} \pm \frac{\mu}{m} \frac{x_0}{z_0} \mp \frac{\mu}{m} \frac{x_{0П}}{z_{0П}} \right) z_{0i}, \quad (5.2)$$

$$y_{0i} = \left( \frac{y_B}{z_B} \pm \frac{\mu}{m} \frac{y_0}{z_0} \mp \frac{\mu}{m} \frac{y_{0П}}{z_{0П}} \right) z_{0i}, \quad (5.3)$$

где  $x_{оп}$ ,  $y_{оп}$ ,  $z_{оп}$  — координаты точечного источника опорной волны;  $x_о$ ,  $y_о$ ,  $z_о$  — координаты точки объекта;  $x_в$ ,  $y_в$ ,  $z_в$  — координаты точечного источника восстанавливающей волны;  $\mu = \lambda_в/\lambda_{оп}$  — волновой коэффициент, устанавливающий соотношение между длинами волн восстанавливающего и записывающего излучения;  $m$  — коэффициент изменения масштаба голограммы при реконструкции изображения ( $m = x_{восст}/x_{зап}$ ).

Здесь и далее верхний знак соответствует одной, нижний — другой восстановленной волне с тонкослойной голограммой. При вычислении координат изображений сходимость и расходимость волн должна быть учтена знаком при координате  $z$ . Пользуясь выражением (5.1), по знаку  $z_в$  можно определить характер изображения, т. е. действительное оно или мнимое.

Соотношения второй группы, связывающие положение фокуса, главных и узловых точек (координатных точек) с параметрами схемы записи и восстановления изображения, в работе [10] получены из рассмотрения линейного преобразования пространства объекта в пространство голографического изображения по аналогии с оптическими системами.

Рассмотрим типы изображений, восстановленных по голограмме, записанной на тонкослойном носителе. Как известно, на голограмме регистрируется интенсивность поля, которая имеет составляющие  $OR^*$ ,  $O^*R$ , где  $O$ ,  $O^*$  — соответственно сигнальная волна от объекта и сопряженная с ней волна;  $R$ ,  $R^*$  — опорная волна и волна, сопряженная с опорной. При восстановлении изображения волной, поле которой точно совпадает с полем опорной волны, получаются, как известно, два изображения: поле одного изображения точно совпадает с регистрируемым полем, поле второго отличается от исходного. Если осветить голограмму волной света, комплексно-сопряженной с опорной волной, то, как нетрудно видеть, восстановленное поле комплексно сопряжено с регистрируемым полем и пространственно повторяет его.

Таким образом, в первом случае получаем изображение объекта, точно повторяющее объект; во втором случае — его сопряженное изображение. Пользуясь выражениями (5.1)—(5.3), нетрудно показать, что если источник восстанавливающей волны расположен симметрично относительно голограммы с источником опорной волны (или его сопряженной волной), то в этом случае изображение объекта является зеркальным отображением рассмотренных выше изображений относительно голограммы. Табл. 5.1 и рис. 5.1 иллюстрируют возможные типы изображений.

Таблица 5.1

Восстанавливающая волна	Порядок изображения	Изображение	Характер изображения	Рисунок
Расходящаяся	+1	Мнимое	Ортоскоп	5.1, б
Сходящаяся	-1	Действительное	Псевдоскоп.	5.1, в
Расходящаяся	+1	Мнимое	Ортоскоп.	5.1, г
Сходящаяся	+1	Действительное	Псевдоскоп.	5.1, д

Изображения разделяются:

— на сходящиеся и расходящиеся (по характеру волны, формирующей изображение);

— на правосторонние и левосторонние (по расположению восстановленного изображения относительно потока восстановления (+1, -1 порядки)).

Следовательно, различают четыре типа изображений: правостороннее действительное, правостороннее мнимое, левостороннее действительное, левостороннее мнимое.

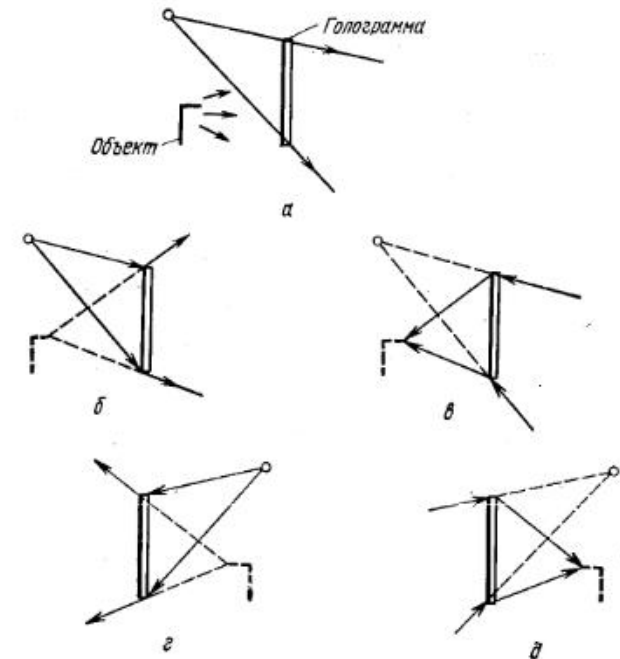


Рис. 5.1. Схемы расположения изображений: а — схема записи голограммы; б, г — схемы восстановления мнимого изображения; в, д — схемы восстановления действительного изображения.

Кроме того, как известно, изображение может быть ортоскопическим или псевдоскопическим, т. е. с прямым или инверсивным воспроизведением глубины изображения. Анализ выражений для продольного коэффициента увеличения и для положения изображения относительно восстановленного потока показывает [14], что действительное изображение всегда псевдоскопическое, а мнимое всегда ортоскопическое. Другими словами, в любом изображении взаимное положение точек объекта относительно голограммы сохраняется и для его изображения независимо от характера их изображения и может меняться только масштаб изображения.

Возможность наблюдать все типы изображений зависит от соотношения периода интерференционных полос по глубине регистрирующего слоя к толщине этого слоя. Если регистрирующая среда в этом смысле является «тонкослойной», то воспроизводиться будут +1 и -1 порядки изображения, если «толстослойной», то восстанавливаться будет только +1 или -1 порядок в зависимости от взаимного расположения опорной и объектной волн, т. е. восстановится та волна, которая в объеме дает то же распределение интерференционной картины с восстанавливающей волной, что и объектная с опорной. При неидеально тонких эмульсиях яркости одновременно восстанавливаемых изображений могут существенно различаться.

Аберрационные свойства оптической системы определяются по отклонению распределения волнового фронта в выходной апертуре системы для изображения точечного объекта от распределения для идеальной сферической волны с центром в точке параксиального изображения.

Рассмотрим первичные аберрации голографического изображения точечного объекта. Классификация аберраций в голографии производится так же, как и для линзовых систем, т. е. по характеру отклонения волнового фронта от сферического в зависимости от размера выходной апертуры. Эффекты аберраций в голографии необходимо исследовать на основе теории дифракции. Поле регистрируемого точечного источника в плоскости голограммы характеризуется амплитудным распределением и фазовым распределением. Для голографической системы, свободной от аберраций, поле, восстановленное по голограмме, с точностью до постоянного множителя повторяет исходное распределение. Если при восстановлении имеют место аберрации, то фазовое распределение будет отличаться от исходного на величину  $\varphi_r(x, y)$ .

Ограничимся рассмотрением аберраций низшего порядка. Волновые аберрации ( $\varphi_r$ ) в плоскости голограммы выражают отклонение распределения фазы в восстановленном изображении от распределения фазы в той же плоскости от точечного источника с координатами восстановленного изображения ( $x_n, y_n, z_n$ ) [14]:

$$\varphi_r = \frac{2\pi}{\lambda_n} \left[ -\frac{1}{8} \rho^4 S - \frac{1}{2} \rho^2 (A_x \cos^2 \theta + A_y \sin^2 \theta + A_{xy} \sin 2\theta) + \frac{1}{4} \rho^2 (C_x \cos \theta + C_y \sin \theta) - \frac{1}{4} \rho^2 F + \frac{1}{2} \rho (D_x \cos \theta + D_y \sin \theta) \right],$$

где каждое слагаемое определяет соответственно сферические аберрации, астигматизм, кому, кривизну поля и дисторсию. Значения аберрационных коэффициентов будут приведены ниже.

Таким образом, первичные аберрации голографической системы так же, как и линзовой, можно подразделить на пять типов. Однако существенным следует считать не общность вида уравнений для волновой аберрации оптической и голографической систем, а отличие в методах устранения аберраций. Возможные методы устранения аберраций вытекают из анализа зависимостей аберрационных коэффициентов от параметров схем голографирования и восстановления изображения.

Аберрационный коэффициент для сферической аберрации в соответствии с [14] определяется уравнением

$$S = 1/z_n^3 \pm \mu/m^4 z_0^3 \mp \mu/m^4 z_{оп}^3 - 1/z_n^3. \quad (5.4)$$

Здесь и ниже для простоты записи в качестве источника опорной волны рассматривается точечный источник, что не нарушает общности анализа и для голограмм с опорным сходящимся потоком.

Сферическая аберрация в голографической системе, искажая как внеосевые, так и осевые точки изображения, приводит к размытию изображения и к потере четкости. Рассмотрим сферическую аберрацию при восстановлении действительного изображения сходящейся волной.

В этом случае выражение (5.4) преобразовывается к виду:

$$S = \frac{\mu}{m^4} \left[ \left( \frac{\mu^2}{m^2} - 1 \right) \left( \frac{1}{z_0^3} - \frac{1}{z_{оп}^3} \right) + \frac{3\mu}{z_n} \left( \frac{1}{z_0^2} + \frac{1}{z_{оп}^2} \right) + 3 \left( \frac{m^2}{z_n^2} - \frac{\mu}{m^2 z_0 z_{оп}} \right) \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z_{оп}} \right) - \frac{6\mu}{z_0 z_{оп} z_n} \right]. \quad (5.5)$$

Из анализа выражения (5.5) следует вывод, что при восстановлении изображения по голограмме без изменения ее масштаба ( $m = 1$ ) светом той же длины волны, что и при записи ( $\mu = 1$ ), сферические аберрации отсутствуют, т. е. если  $\mu = 1, m = 1$ ,

$$S = 0 \text{ при } z_n = -z_{оп}.$$

При изменении масштаба голограммы в соответствии с волновым коэффициентом  $m = \mu$  сферические аберрации также отсутствуют при выполнении условия  $z_n = -mz_{оп}$ .

Если в качестве опорного и восстанавливающего потоков используется коллимированный поток, то в этом случае сферическая аберрация определяется соотношением

$$S = (\mu/m^4) (\mu^2/m^2 - 1) z_0^{-3} \quad (5.6)$$

и равна нулю при  $\mu = m$ , т. е. если масштаб голограммы меняется в соответствии с волновым коэффициентом  $\mu$ .

При восстановлении действительного изображения сходящимся потоком аберрация типа кома определяется коэффициентами:

$$C_x = -\frac{x_n}{z_n^3} - \frac{\mu}{m^3} \frac{x_0}{z_0^3} + \frac{\mu}{m^3} \frac{x_{оп}}{z_{оп}^3} - \frac{x_n}{z_n^3},$$

$$C_y = -\frac{y_n}{z_n^3} - \frac{\mu}{m^3} \frac{y_0}{z_0^3} + \frac{\mu}{m^3} \frac{y_{оп}}{z_{оп}^3} - \frac{y_n}{z_n^3}. \quad (5.7)$$

Нетрудно видеть, что, если  $\mu = m = 1$ ,

$$C_x = C_y = 0 \text{ при } x_n = x_{оп}, y_n = y_{оп}, z_n = z_{оп}.$$

Подставляя выражения  $z_{\text{н}}, x_{\text{н}}, y_{\text{н}}$  в (5.7), получаем развернутое выражение для  $C_x, C_y$ , анализ которого даст следующие результаты:

$$C_x = 0 \text{ при } m = \mu, z_{\text{в}} = mz_{\text{оп}}, x_{\text{в}} = mx_{\text{оп}}.$$

Аналогично  $C_y = 0$  при  $z_{\text{в}} = mz_{\text{оп}}$  и  $y_{\text{в}} = my_{\text{оп}}$ .

Если потоки при записи и восстановлении коллимированы, то  $x_{\text{в}}/z_{\text{в}} = (\mu/m)(x_{\text{оп}}/z_{\text{оп}})$  для осевой точки. Для внеосевых точек направление освещения восстановливающего потока, необходимое для компенсации комы, зависит от положения точки объекта и определяется соотношением

$$\frac{x_{\text{в}}}{z_{\text{в}}} = \frac{x_{\text{оп}}}{z_{\text{оп}}} \frac{\mu}{m} - \frac{m}{\mu} \left( \frac{\mu^2}{m^2} - 1 \right). \quad (5.8)$$

Аналогичное выражение получается и для  $y_{\text{в}}/z_{\text{в}}$ .

Астигматические aberrации голографической системы характеризуются коэффициентами:

$$\begin{aligned} A_x &= 3 \left( -\frac{x_{\text{в}}^2}{z_{\text{в}}^3} - \frac{\mu}{m^2} \frac{x_{\text{о}}^2}{z_{\text{о}}^3} + \frac{\mu}{m^2} \frac{x_{\text{оп}}^2}{z_{\text{оп}}^3} - \frac{x_{\text{н}}^2}{z_{\text{н}}^3} \right), \\ A_y &= 3 \left( -\frac{y_{\text{в}}^2}{z_{\text{в}}^3} - \frac{\mu}{m^2} \frac{y_{\text{о}}^2}{z_{\text{о}}^3} + \frac{\mu}{m^2} \frac{y_{\text{оп}}^2}{z_{\text{оп}}^3} - \frac{y_{\text{н}}^2}{z_{\text{н}}^3} \right), \\ A_{xy} &= -\frac{x_{\text{в}} y_{\text{в}}}{z_{\text{в}}^3} - \frac{\mu}{m^2} \frac{x_{\text{о}} y_{\text{о}}}{z_{\text{о}}^3} + \frac{\mu}{m^2} \frac{x_{\text{оп}} y_{\text{оп}}}{z_{\text{оп}}^3} - \frac{x_{\text{н}} y_{\text{н}}}{z_{\text{н}}^3}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Астигматические aberrации отсутствуют при восстановлении изображения в свете той же длины волны сходящимся потоком при  $m = 1$ ,  $x_{\text{в}} = x_{\text{оп}}; y_{\text{в}} = y_{\text{оп}}; z_{\text{в}} = z_{\text{оп}}$ .

Если же меняется масштаб голограммы в соответствии с соотношением длин волн при записи и восстановлении, то в этом случае:

$$\begin{aligned} A_x &= 0 \text{ при } z_{\text{в}} = mz_{\text{оп}}, x_{\text{в}} = mx_{\text{оп}}; \\ A_y &= 0 \text{ при } z_{\text{в}} = mz_{\text{оп}}, y_{\text{в}} = my_{\text{оп}}; \\ A_{xy} &= 0 \text{ при } A_x = 0, A_y = 0. \end{aligned}$$

Если потоки при записи и восстановлении коллимированы, то астигматические aberrации отсутствуют при  $\mu = m$ ,

$$x_{\text{в}}/z_{\text{в}} = x_{\text{оп}}/z_{\text{оп}}, \quad y_{\text{в}}/z_{\text{в}} = y_{\text{оп}}/z_{\text{оп}}.$$

Если  $m \neq \mu$ , то условия отсутствия астигматических aberrаций зависят от положения корректируемой объектной точки, и эти условия могут быть несовместимы для коэффициентов  $A_x, A_y, A_{xy}$ .

Кривизна поля компенсируется при тех условиях, при которых компенсируется астигматизм. Действительно, коэффициент, характеризующий кривизну поля, определяется выражением

$$F = -\frac{x_{\text{в}}^2 + y_{\text{в}}^2}{z_{\text{в}}^3} - \frac{\mu}{m} \frac{x_{\text{о}}^2 + y_{\text{о}}^2}{z_{\text{о}}^3} + \frac{\mu}{m^2} \frac{x_{\text{оп}}^2 + y_{\text{оп}}^2}{z_{\text{оп}}^3} - \frac{x_{\text{н}}^2 + y_{\text{н}}^2}{z_{\text{н}}^3}. \quad (5.10)$$

Легко показать, что с точностью до постоянного множителя можно записать

$$F = A_x + A_y.$$

Следовательно, при  $A_x = 0$  и  $A_y = 0$  выполняется условие  $F = 0$ . Дисторсия поля определяется коэффициентами:

$$\begin{aligned} D_x &= -\frac{x_{\text{в}}^3 + x_{\text{в}} y_{\text{в}}^2}{z_{\text{в}}^3} - \frac{\mu}{m} \frac{x_{\text{о}}^3 + x_{\text{о}} y_{\text{о}}^2}{z_{\text{о}}^3} + \frac{\mu}{m} \frac{x_{\text{оп}}^3 + x_{\text{оп}} y_{\text{оп}}^2}{z_{\text{оп}}^3} - \frac{x_{\text{н}}^3 + x_{\text{н}} y_{\text{н}}^2}{z_{\text{н}}^3}, \\ D_y &= -\frac{y_{\text{в}}^3 + y_{\text{в}} x_{\text{в}}^2}{z_{\text{в}}^3} - \frac{\mu}{m} \frac{y_{\text{о}}^3 + y_{\text{о}} x_{\text{о}}^2}{z_{\text{о}}^3} + \frac{\mu}{m} \frac{y_{\text{оп}}^3 + y_{\text{оп}} x_{\text{оп}}^2}{z_{\text{оп}}^3} - \frac{y_{\text{н}}^3 + y_{\text{н}} x_{\text{н}}^2}{z_{\text{н}}^3}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Анализ выражений (5.11) дает следующие условия отсутствия дисторсии в изображении:

$$m = \mu = 1, z_{\text{в}} = z_{\text{оп}}, x_{\text{в}} = x_{\text{оп}}, y_{\text{в}} = y_{\text{оп}};$$

$$m = \mu \neq 1, x_{\text{в}}/z_{\text{в}} = x_{\text{оп}}/z_{\text{оп}}, y_{\text{в}}/z_{\text{в}} = y_{\text{оп}}/z_{\text{оп}};$$

$$m = \mu, z_{\text{в}} = z_{\text{оп}} = \infty; x_{\text{в}}/z_{\text{в}} = x_{\text{оп}}/z_{\text{оп}}, y_{\text{в}}/z_{\text{в}} = y_{\text{оп}}/z_{\text{оп}}.$$

Выражения для aberrационных коэффициентов, характеризующих искажения в мнимом изображении, отличаются от аналогичных выражений для действительного изображения только знаком перед коэффициентом. Следовательно, условия компенсации искажений для действительного изображения остаются справедливыми и для мнимого. Результаты анализа приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Тип aberrации	Условие компенсации aberrации		
	$\lambda_{\text{в}} = \lambda_{\text{оп}}$ $m = 1$	$\mu = m \neq 1$	$z_{\text{оп}} = z_{\text{в}} = \infty$
Сферическая	$z_{\text{в}} = z_{\text{оп}}$	$z_{\text{в}} = mz_{\text{оп}}$	$m = \mu$
Кома	$x_{\text{в}} = mx_{\text{оп}}$ $y_{\text{в}} = my_{\text{оп}}$ $z_{\text{в}} = mz_{\text{оп}}$		$\frac{x_{\text{в}}}{z_{\text{в}}} = \frac{\mu}{m} \frac{x_{\text{оп}}}{z_{\text{оп}}}$ $\frac{y_{\text{в}}}{z_{\text{в}}} = \frac{\mu}{m} \frac{y_{\text{оп}}}{z_{\text{оп}}}$
Астигматизм			$\mu = m$
Кривизна поля			$\frac{x_{\text{в}}}{z_{\text{в}}} = \frac{x_{\text{оп}}}{z_{\text{оп}}}$ $\frac{y_{\text{в}}}{z_{\text{в}}} = \frac{y_{\text{оп}}}{z_{\text{оп}}}$
Дисторсия	$z_{\text{в}} = z_{\text{оп}}$	$\frac{x_{\text{в}}}{z_{\text{в}}} = \frac{x_{\text{оп}}}{z_{\text{оп}}}$ $\frac{y_{\text{в}}}{z_{\text{в}}} = \frac{y_{\text{оп}}}{z_{\text{оп}}}$	$\frac{y_{\text{в}}}{z_{\text{в}}} = \frac{y_{\text{оп}}}{z_{\text{оп}}}$

Таким образом, по результатам анализа можно сделать следующие выводы: aberrации в голографической системе полностью отсутствуют, если восстановление изображения производится по голограмме без изменения масштаба голограммы в свете той же длины волны, что и при записи, восстанавливающей волной, повторяющей опорную волну (для мнимого изображения) и комплексно-сопряженной с опорной волной (для действительного изображения).

Если масштаб голограммы меняется в соответствии с волновым коэффициентом, то отсутствуют все виды aberrаций, когда координаты восстанавливающего источника (для мнимого изображения) или координаты центра сходимости волнового фронта (для действительного изображения) изменяются в соответствии с изменением масштаба голограммы.

Если в качестве опорного и восстанавливающих потоков используют коллимированные потоки, то искажения всех видов отсутствуют, если не меняется масштаб голограммы и направление восстанавливающего потока относительно голограммы совпадает с направлением опорного потока для мнимого изображения и противоположно для действительного.

При формировании увеличенного или уменьшенного изображения aberrации определенного вида могут быть скомпенсированы для определенной части изображения. В таких случаях следует определить тип aberrаций, которые необходимо скомпенсировать, имея в виду, что из пяти aberrаций три (сферическая, кома и астигматизм) ухудшают резкость изображений, а две другие (кривизна поля и дисторсия) меняют положение и форму изображения.

Наиболее удобным для измерений является изображение с масштабом, равным единице, как по глубине изображения, так и в поперечном направлении. Это условие выполняется при определенном положении голограммы относительно восстанавливающего источника, которое зависит в свою очередь от взаимного положения голограммы и опорного источника, т. е. от точности установки голограммы. Если для получения мнимого изображения эта задача решается успешно обработкой фотоматериала на месте экспонирования, то для действительного изображения необходима юстировка голограммы относительно восстанавливающего источника.

Рассмотрим влияние положения голограммы на точность измерения геометрических параметров объекта по его восстановленному изображению.

Выражения (5.1) и (5.2) для удобства анализа запишем в следующем виде:

$$x_n = (\operatorname{tg} \gamma_B - \operatorname{tg} \gamma_{оп}) z_n + z_n z_0^{-1} x_0, \quad (5.12)$$

$$y_n = (\operatorname{tg} \beta_B - \operatorname{tg} \beta_{оп}) z_n + z_n z_0^{-1} y_0, \quad (5.13)$$

где  $\operatorname{tg} \gamma_{оп} = x_{оп}/z_{оп}$ ;  $\operatorname{tg} \beta_{оп} = y_{оп}/z_{оп}$ ;  $\operatorname{tg} \gamma_B = x_B/z_B$ ;  $\operatorname{tg} \beta_B = y_B/z_B$ ;  $\gamma_{оп}$ ,  $\gamma_B$ ,  $\beta_{оп}$ ,  $\beta_B$  — соответственно углы источников опорной и восстанавливающих волн. Условие неискаженного воспроизведения изображения запишется в виде:

$$x_B = x_{оп}, \quad y_B = y_{оп}, \quad z_B = z_{оп}.$$

Рассмотрим случай небольшого смещения источника, восстанавливающего изображение, относительно положения при неискаженном восстановлении изображения ( $\sin \Delta\gamma \ll 1$ ,  $\sin \Delta\beta \ll 1$ ,  $\Delta z_B \ll z_B$ ). Тогда величину смещения точки изображения на  $\Delta x_n$  и  $\Delta y_n$  получим как разность координат исходного и смещенного положений:

$$\Delta x_n = x'_n - x_n, \quad (5.14)$$

$$\Delta y_n = y'_n - y_n, \quad (5.15)$$

где  $x'_n$  и  $y'_n$  определены из (5.12) и (5.13) при  $\gamma_B = \gamma_{оп} + \Delta\gamma$ ,  $\beta_B = \beta_{оп} + \Delta\beta$ ,  $z_n = z_0 + \Delta z$ ;  $x_n$ ,  $y_n$  — координаты точки при неискаженном восстановлении.

Смещение изображения по оси  $z$  определим из уравнения

$$\Delta z_n = \Delta z_B dz_n/dz_B.$$

С учетом (5.1) получим

$$\Delta z_n = \Delta z_B z_0^2/z_B^2. \quad (5.16)$$

Подставив в (5.14) и (5.15) значения  $x'_n$ ,  $x_n$ ,  $y'_n$ ,  $y_n$  и проведя тригонометрические преобразования, получим, пренебрегая членами второго порядка малости:

$$\Delta x_n = \frac{z_0}{\cos^2 \gamma} \Delta\gamma + \frac{x_0 z_0}{z_B^2} \Delta z_B, \quad (5.17)$$

$$\Delta y_n = \frac{z_0}{\cos^2 \beta} \Delta\beta + \frac{y_0 z_0}{z_B^2} \Delta z_B. \quad (5.18)$$

Для случая опорного и восстанавливающего потоков с плоским фронтом волны выражения (5.16)—(5.18) принимают вид:

$$\Delta z'_n = 0; \quad \Delta x'_n = \frac{z_0}{\cos^2 \gamma_{оп}} \Delta\gamma;$$

$$\Delta y'_n = \frac{z_0}{\cos^2 \beta_{оп}} \Delta\beta.$$

Определим ошибку измерения расстояния между двумя точками изображения с координатами  $x_m$ ,  $y_m$ ,  $z_m$  и  $x_n$ ,  $y_n$ ,  $z_n$  при небольших смещениях восстанавливающего источника (неточность ориентирования голограммы). Расстояние между двумя точками  $R_{mn}$  вычисляется по известной формуле

$$R_{mn} = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2 + (z_m - z_n)^2}.$$

Изменение расстояния  $\Delta R_{mn}$ , вызванное смещением восстанавливающего источника, вычислим по формуле

$$\begin{aligned} \Delta R_{mn} = & \frac{\partial R_{mn}}{\partial x_m} \Delta x_m + \frac{\partial R_{mn}}{\partial x_n} \Delta x_n + \frac{\partial R_{mn}}{\partial y_m} \Delta y_m + \frac{\partial R_{mn}}{\partial y_n} \Delta y_n + \\ & + \frac{\partial R_{mn}}{\partial z_m} \Delta z_m + \frac{\partial R_{mn}}{\partial z_n} \Delta z_n. \end{aligned}$$



В рассматриваемом случае

$$\Delta R_{mn} = R_{mn}^{-1} [|x_m - x_n| \Delta x + |y_m - y_n| \Delta y + |z_m - z_n| \Delta z],$$

где  $\Delta x = \Delta x_{u_m} - \Delta x_{u_n}$ ,  $\Delta y = \Delta y_{u_m} - \Delta y_{u_n}$ ,  $\Delta z = \Delta z_{u_m} - \Delta z_{u_n}$ . Смещения  $\Delta x_n$ ,  $\Delta y_n$ ,  $\Delta z_n$  определяются из выражений (5.17), (5.18) и (5.16).

Таким образом, окончательно получим

$$\begin{aligned} \Delta R_{mn} = \frac{1}{R_{mn}} \left\{ |\Delta x_{mn}| \left[ \frac{|\Delta x_{mn}|}{\cos^2 \gamma_{\text{оп}}} \Delta \gamma \mp \frac{\Delta z_B}{z_B} |x_m z_m - x_n z_n| \right] + \right. \\ \left. + |\Delta y_{mn}| \left[ \frac{|\Delta x_{mn}|}{\cos^2 \beta_{\text{оп}}} \Delta \beta \mp \frac{\Delta z_B}{z_B} |y_m z_m - y_n z_n| \right] + \right. \\ \left. + |\Delta z_{mn}| \left[ \frac{\Delta z_B^2}{z_B^2} |z_m^2 - z_n^2| \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Для случая опорной волны с плоским фронтом имеем

$$\Delta R_{mn} = \frac{1}{R_{mn}} \left( \frac{|\Delta x_{mn} \Delta z_{mn}|}{\cos^2 \gamma_{\text{оп}}} \Delta \gamma + \frac{|\Delta y_{mn} \Delta z_{mn}|}{\cos^2 \beta_{\text{оп}}} \Delta \beta \right). \quad (5.20)$$

Полученная зависимость подтверждается результатами эксперимента. В схеме с плоским фронтом опорной волны была получена голограмма транспаранта — прямоугольника размером 30×40 мм, ориентированного в пространстве так, что две его стороны (1-4 и 2-3) были параллельны плоскости регистрации голограммы, а две другие (1-2, 4-3) образовывали с ней некоторый угол  $\gamma$ . В качестве источника когерентного излучения использовался гелий-неоновый лазер. Голограмма регистрировалась на фотопластинке, которая закреплялась в кассете, установленной на поворотном столе. После фотохимической обработки голограмма возвращалась в исходное положение и освещалась световым потоком, служащим при регистрации голограммы опорным, что соответствует случаю неискаженного восстановления мнимого изображения. По восстановленному мнимому изображению измерялись координаты вершин прямоугольника (точки 1, 2, 3, 4) методом совмещения реальной марки с измеряемой точкой изображения. По результатам измерений координат вычислялись размеры сторон прямоугольника  $R_{12}$ ,  $R_{34}$ ,  $R_{14}$ ,  $R_{23}$ .

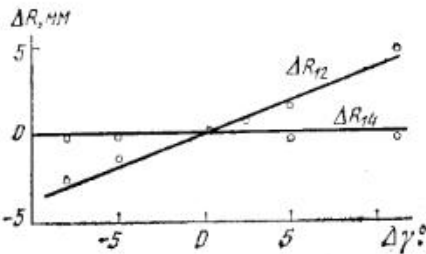


Рис. 5.2. Зависимость линейной погрешности от поворота голограммы.

После поворота голограммы вокруг оси, параллельной стороне 1-4 (2-3), на угол  $\Delta \gamma$  проводились измерения координат вершин и вычислялись стороны прямоугольника. Угол  $\Delta \gamma$  изменялся в пределах, обеспечивающих четкое наблюдение восстановленного изображения. Полу-

ченные значения сравнивались с соответствующими значениями при исходном положении голограммы.

На рис. 5.2 приведены зависимости изменения расстояний  $\Delta R_{12}$  и  $\Delta R_{14}$  от угла поворота голограммы  $\Delta \gamma$ , рассчитанные по формуле (5.20); точками представлены экспериментальные данные. Как видно из рисунка, расчетные значения хорошо согласуются с результатами экспериментальной проверки. Относительное изменение размера голографируемого объекта при повороте голограммы в пределах  $10^\circ$  составило не более 15%.

### 5.3. Метод измерения посредством реальной марки

Возможность наблюдать голографическое изображение как объемную модель объекта позволяет применить метод, основанный на визуальной оценке взаимного расположения точек в трехмерном пространстве. Суть метода поясняется рис. 5.3 на примере измерения мнимого изображения.

Голограмма 1, закрепленная в подставке 2, освещается когерентным потоком света 3. Наблюдатель сквозь голограмму видит мнимое изображение предмета 4. Если голографируемая сцена состоит из нескольких объектов, то наблюдатель будет видеть все зарегистрированные на голограмме объекты в пределах угла зрения, определяемого апертурой голограммы. Глубина четкого изображения определяется глубиной фокусировки глаза, как и при визуальном наблюдении обычных предметов.

Если в пространстве восстановленного голографического изображения поместить реальный объект малого размера «марку» 5, то одновременно будут наблюдаться мнимое изображение объекта и марка. Положение марки 5 может быть измерено с помощью координатного механизма 6. Совмещая подвижную марку с какой-либо характерной точкой изображения, можно по положению подвижной марки определить как положение отдельных точек в пространстве относительно фиксированной системы координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , так и взаимное расположение точек объекта.

Таким образом, пользуясь методом совмещения точек изображения с отсчетной маркой, можно произвести обмер сложных поверхностей объекта, определить положение отдельных характерных точек и их взаимное расположение по восстановленному голографическому изображению.

При обмере изображения возможно непрерывное изменение направления наблюдения в пределах угла, определяемого апертурой го-

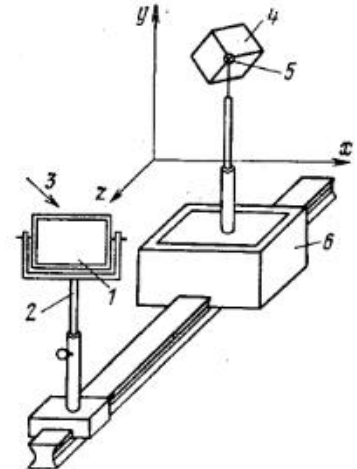


Рис. 5.3. Схема измерительного устройства с реальной маркой.

лограммы, т. е. возможен непрерывный контроль взаимного расположения отсчетной марки и измеряемой точки. Точность совмещения марки с измеряемой точкой, а следовательно, и точность метода измерения посредством реальной марки определяются разрешающей способностью зрения. Объемность предметов и их пространственное расположение воспринимаются как при бинокулярном, так и при монокулярном зрении.

При бинокулярном зрении наблюдение производится двумя глазами одновременно с двух точек зрения, разделенных базисом. Эффект объемности в этом случае обусловлен несовпадением на корреспондирующих точках сетчатки глаз двух изображений одного и того же объекта. Разрешающая способность зрения по глубине изображения оценивается разностью параллактических углов, соответствующей минимальному кажущемуся смещению двух точек объекта. Эта разность углов называется порогом глубинного зрения  $\Delta\beta$ .

Объемное представление предметов и их пространственное расположение воспринимаются при монокулярном зрении в результате синтеза характерных признаков, которые выработаны человеком при наблюдении объ-

емного мира, а именно: линейной перспективы, перекрывания дальних предметов ближними, зависимости скорости и направления перемещения изображения поперек сетчатки глаза от взаимного расположения предметов в пространстве при движении глаза относительно неподвижных предметов. Острота монокулярного зрения характеризуется угловой разрешающей способностью глаза  $\Delta\alpha$ , т. е. тем минимальным углом, внутри которого две точки еще видны раздельно.

Определим точность измерения координат точки посредством реальной марки при бинокулярном зрении.

Точность совмещения марки с измеряемой точкой по направлению, перпендикулярному главному базису, определяет точность измерения по глубине изображения. На рис. 5.4 изображена схема бинокулярного наблюдения измеряемой точки  $A$  восстановленного изображения и марки  $B$ . В точках  $C$  и  $D$  находятся соответственно зрачки левого и правого глаза, расстояние между которыми  $b$  — глазной базис. На рисунке обозначено:  $\beta$  и  $\beta' = \beta - \Delta\beta$  — параллактические углы измеряемой точки и марки;  $\theta$  — угол зрения на наблюдаемую точку. Система координат  $x, y, z$  выбрана так, что ее начало совмещено с серединой  $O$  глазного базиса, ось  $y$  направлена перпендикулярно к плоскости чертежа.

Измеряемая точка  $A$  и марка  $B$  будут казаться наблюдателю совмещенными по глубине, если разность параллактических углов  $\beta$  и  $\beta'$  не превосходит порога глубинного зрения  $\Delta\beta$ . Для определения величины  $\Delta\beta$  рассмотрим треугольники  $AOC$  и  $AOD$ . На основании теоремы синусов имеем

$$\begin{aligned} 2 \sin \beta_2/b &= \sin(\theta + \beta_2)/m, \\ 2 \sin \beta_1/b &= \sin(\theta - \beta_1)/m, \end{aligned} \quad (5.21)$$

где  $m$  — длина отрезка  $AO$ ;  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — составляющие параллактического угла точки  $A$ , т. е.  $\beta = \beta_1 + \beta_2$ .

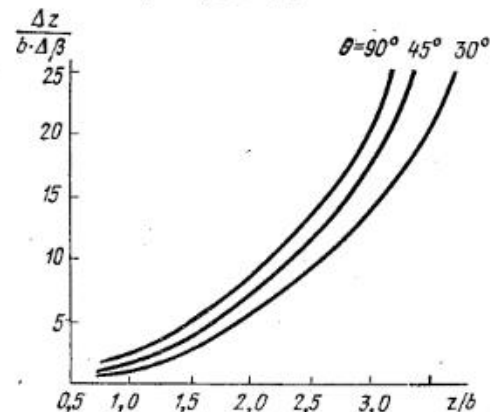


Рис. 5.5. Зависимость  $\Delta z/\Delta\beta b = f(z/b)$ .

Из соотношений (5.21) без труда получим

$$\begin{aligned} \operatorname{ctg} \beta_1 &= \frac{2m/b + \cos \theta}{\sin \theta}, \\ \operatorname{ctg} \beta_2 &= \frac{2m/b - \cos \theta}{\sin \theta}. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Так как  $m = z \sin \theta$ , то выражение для параллактического угла  $\beta$  будет

$$\beta = \operatorname{arctg}(2z/b + \operatorname{ctg} \theta) + \operatorname{arctg}(2z/b - \operatorname{ctg} \theta). \quad (5.23)$$

Дифференцируя выражение (5.23) и используя соотношение  $\Delta\beta = \Delta z d\beta/dz$ , получаем

$$\Delta z = -\frac{b}{2} \frac{[1 + (2z/b + \operatorname{ctg} \theta)^2][1 + (2z/b - \operatorname{ctg} \theta)^2]}{1 + (2z/b)^2 + \operatorname{ctg}^2 \theta} \Delta\beta. \quad (5.24)$$

Выражение (5.24) позволяет по известному порогу глубинного зрения  $\Delta\beta$  и параметрам схемы измерения определить величину ошибки измерения координаты точки по глубине изображения методом реальной марки. На рис. 5.5 представлено семейство кривых  $\Delta z/\Delta\beta b = f(z/b)$  для нескольких значений угла зрения  $\theta$ .

При достаточном удалении измеряемой точки, когда  $\gamma \approx 90^\circ$  и  $(2z/b)^2 \gg 1$ , выражение (5.24) значительно упрощается и принимает вид

$$\Delta z = (z^2/b)\Delta\beta. \quad (5.25)$$

Точность совмещения измеряемой точки  $A$  и марки  $B$  по координатам  $x$  и  $y$  определяется угловой разрешающей способностью глаза. Точки кажутся наблюдателю совмещенными, если они лежат внутри углов  $\Delta\alpha_{\text{п}}$  и  $\Delta\alpha_{\text{л}}$ , определяемых угловой разрешающей способностью правого и левого глаза (рис. 5.6).

Как следует из рис. 5.6, координата  $x$  точки  $A$  связана с параметрами схемы измерения следующим выражением:

$$x = z \operatorname{ctg} \alpha - b/2. \quad (5.26)$$

Дифференцируя уравнение (5.26) и имея в виду, что  $\Delta x = \Delta\alpha dx/\alpha$ , получаем соотношение для вычисления ошибки измерения по координате  $x$ :

$$\Delta x = \Delta\alpha z / \sin^2 \alpha, \quad (5.27)$$

где  $\alpha$  — угол между осью  $x$  и направлением зрения на измеряемую точку.

При достаточном удалении изображения от наблюдателя, когда  $\sin^2 \alpha \approx 1$ ,

$$\Delta x \approx z\Delta\alpha. \quad (5.28)$$

Рис. 5.6. Схема монокулярного наблюдения.

Аналогичные формулы получаются для вычисления точности измерения координаты  $y$ :

$$\Delta y = \Delta\alpha z / \sin^2 \alpha' \approx z\Delta\alpha. \quad (5.29)$$

Здесь  $\alpha'$  — угол между осью  $y$  и направлением зрения на измеряемую точку.

Очевидно, что формулы для определения точности измерения координат  $x$  и  $y$  (5.28), (5.29) справедливы и при монокулярном наблюдении. Чтобы найти зависимость точности измерения координаты  $z$  (по глубине изображения) от параметров схемы при монокулярном наблюдении, рассмотрим рис. 5.6.

Координата  $z$  точки  $A$  определяется из выражения

$$z = (x + 0,5b) \operatorname{tg} \alpha.$$

Продифференцировав это выражение по  $\alpha$ , получим формулу для вычисления ошибки по глубине изображения

$$\Delta z = \Delta\alpha (x + 0,5b) / \cos^2 \alpha. \quad (5.30)$$

При достаточном удалении объекта наблюдения, когда  $\cos \alpha \approx \operatorname{ctg} \alpha = (0,5b + x)/z$ , получим

$$\Delta z = \frac{z^2}{0,5b + x} \Delta\alpha.$$

Если измеряемые точки близко расположены к оси  $z$ , т. е.  $x \approx 0$ , то  $\Delta z = \Delta\alpha 2z^2/b$ .

Угловая разрешающая способность глаза  $\Delta\alpha$  и порог глубинного зрения  $\Delta\beta$ , входящие в формулы для вычисления ошибок измерения координат, зависят от индивидуальных особенностей оператора и условий его работы, поэтому эти величины могут существенно изменяться. Ошибки измерения могут быть снижены в несколько раз, если наблюдение вести через оптическую бинокулярную систему (или монокулярную при монокулярном наблюдении). Применение оптической системы с  $K$ -кратным увеличением уменьшает величину порога глубинного зрения  $\Delta\beta$  и угловой разрешающей способности  $\Delta\alpha$  в  $K$  раз. Следовательно:

для бинокулярного и монокулярного зрения  $\Delta x = \Delta y = z\Delta\alpha/K$ ;

для бинокулярного зрения  $\Delta z = z^2 \Delta\beta / Kb$ ;

для монокулярного зрения  $\Delta z = 2z^2 \Delta\alpha / Kb$ .

Итак, ошибка измерения координат пропорциональна угловой разрешающей способности и порогу глубинного зрения, которые по данным [15] составляют  $\Delta\alpha \approx 1'$  и  $\Delta\beta = 10'' - 20''$ . Эти значения относятся к некогерентному освещению. Однако наблюдение восстановленного голографического изображения происходит в свете когерентного источника излучения, причем голографируемый объект диффузно отражает свет либо освещается рассеянным светом. Особенностью таких изображений является их зернистая структура, т. е. появление шума в изображении.

Для выяснения влияния когерентного диффузного освещения на ошибку при визуальных наблюдениях проведено экспериментальное определение значений  $\Delta\alpha$  и  $\Delta\beta$  при когерентном освещении [16].

Для получения сравнительного соотношения угловой разрешающей способности при когерентном ( $\Delta\alpha_{\text{к}}$ ) и некогерентном ( $\Delta\alpha_{\text{нк}}$ ) освещении объектов проводились две серии опытов. В первой серии определялась предельная угловая разрешающая способность  $\Delta\alpha$  по изготовленной контрольной тест-таблице при расстоянии наилучшего видения (30 см) от наблюдателя до нее. Измерения проводились разными операторами без вспомогательных оптических средств как при когерентном освещении ( $\lambda = 0,6328$  мкм), так и при некогерентном освещении (белым светом). Тест-таблица освещалась источником через два различных рассеивателя, расположенных вплотную и на расстоянии 50 мм. Во второй серии расстояние от наблюдателя до контрольной тест-таблицы изменялось в пределах 30—110 см. Всего в двух сериях опытов было проведено 340 измерений. Результаты измерений  $\Delta\alpha$  приведены в табл. 5.3 и 5.4.

С целью экспериментального определения порога глубинного зрения  $\Delta\beta$  при когерентном и некогерентном освещении измерения проводились в одной и той же схеме. Порог глубинного зрения определялся

Таблица 5.3

Освещение		Рассеиватель 1		Рассеиватель 2	
		Расстояние от рассеивателя, мм			
		0	50	0	50
1-й оператор	некогерентное	0,70'	0,70'	0,70'	0,70'
	когерентное	1,1'	0,85'	1,1'	1,2'
2-й оператор	некогерентное	1,5'	0,85'	0,85'	0,85'
	когерентное	1,4'	1,45'	1,4'	1,45'

Таблица 5.4

Освещение		Расстояние до наблюдателя, см					$\Delta\alpha_{\text{средн.}}$	$k_1$
		30	50	70	90	110		
1-й оператор	некогерентное	0,90'	0,70'	0,65'	0,70'	0,80'	0,75'	1,6
	когерентное	1,20'	1,05'	0,85'	1,0'	—	1,20'	
2-й оператор	некогерентное	0,90'	0,70'	0,65'	0,65'	0,80'	0,75'	1,7
	когерентное	1,30'	1,35'	1,25'	1,20'	—	1,30'	

Примечание.  $k_1 = \Delta\alpha_K / \Delta\alpha_{\text{ИК}}$ .

по ошибке совмещения оператором подвижной марки относительно неподвижной, удаленной от оператора на фиксированное расстояние  $l$ . Марки были выполнены в виде цилиндрических стержней диаметром  $d$ , равным 0,2; 0,8 и 2,3 мм. Измерения проводили три оператора по одиннадцать измерений при каждом новом условии опыта. По полученным данным вычислялась среднеквадратическая ошибка, по которой определялась величина порога глубинного зрения (табл. 5.5).

В результате обработки экспериментального материала было установлено: 1) угловая разрешающая способность глаза при освещении объекта диффузно рассеянным светом увеличивается при когерентном освещении примерно в 1,5 раза по сравнению с некогерентным освещением;

2) величина порога глубинного зрения при визуальном наблюдении практически не зависит от характера освещения.

Точность измерения по восстановленному голографическому изображению, кроме угловой разрешающей способности и порога глубинного зрения, зависит также от базы измерений и удаления изображения от наблюдателя. Максимальный размер базы определяется апертурой голограммы; расстояние от наблюдателя до изображения — параметрами схемы при записи голограммы и при восстановлении изо-

150

Таблица 5.5

Условия проведения измерений	1-й оператор			2-й оператор			3-й оператор		
	$\Delta\beta_{\text{ИК}}$	$\Delta\beta_K$	$k_2$	$\Delta\beta_{\text{ИК}}$	$\Delta\beta_K$	$k_2$	$\Delta\beta_{\text{ИК}}$	$\Delta\beta_K$	$k_2$
Белые марки: $d=0,2$ мм, $l=1$ м . . . . .	16"	16"	1,0	6"	8"	1,3	—	—	—
Белые марки: $d=0,2$ мм, $l=0,6$ м . . . . .	13"	16"	1,2	8"	16"	2,0	25"	39"	1,6
Белые марки: $d=0,8$ мм, $l=0,6$ м . . . . .	18"	16"	0,9	9"	15"	1,7	30"	18"	0,6
Белые марки: $d=2,3$ мм, $l=0,6$ м . . . . .	20"	13"	0,65	10"	15"	1,5	33"	10"	0,3
Черные марки на светлом фоне: $d=0,2$ мм, $l=0,6$ м . . . . .	4"	10"	2,5	4"	10"	2,5	21"	36"	1,7
Белая и черная марки: $d=0,2$ мм, $l=0,6$ м . . . . .	15"	14"	0,93	8"	12"	1,5	32"	29"	0,91
Среднее значение . . . . .	15"	14"	0,93	8"	12"	1,5	32"	29"	0,91

Примечание.  $k_2 = \Delta\beta_K / \Delta\beta_{\text{ИК}}$

бражения. Ниже приводятся характерные схемы измерений по восстановленному мнимому изображению и их краткие характеристики.

В схеме, изображенной на рис. 5.7, а, восстановленное изображение и марка  $B$  наблюдаются оператором через голограмму  $\Gamma$ , поперечный размер которой больше глазного базиса 1-2. Измерительный базис в этом случае равен главному базису  $b_r$ . Преимуществом этой схемы является ее простота.

Для повышения точности измерений при бинокулярном зрении можно использовать схему рис. 5.7, б, которая отличается от предыдущей введением оптической системы ( $O_1, O_2$ ) с  $K$ -кратным увеличением, уменьшающей значение углового разрешения и порога глубинного зрения в  $K$  раз. Необходимо отметить, что введение оптической системы в схему измерений уменьшает поле наблюдения оператора, что затрудняет процесс сведения марки с измеряемой точкой. При больших увеличениях существенно увеличивается время измерения.

На рис. 5.7, в приведена схема измерений для случая, когда размеры голограммы достаточно велики и позволяют увеличить базис измерений. В этом случае оператор наблюдает восстановленное изображение и марку через систему зеркал (или призм). Базис измерений  $b_{\text{И}}$  увеличен по сравнению с глазным базисом в  $b_{\text{И}}/b_r$  раз, что приводит к увеличению точности измерений по глубине изображения. Точность измерений может быть дополнительно увеличена введением оптической системы.

С помощью системы зеркал или призм можно производить измерения и по голограммам, размер которых меньше глазного базиса (рис. 5.7, *а*). Точность измерений по глубине изображения, естественно, упадет в отношении  $b_r/b_n$ , что можно компенсировать применением оптической бинокулярной системы.

Наконец, на рис. 5.7, *д* изображена схема измерения для монокулярного наблюдения, которая особенно удобна при малых размерах

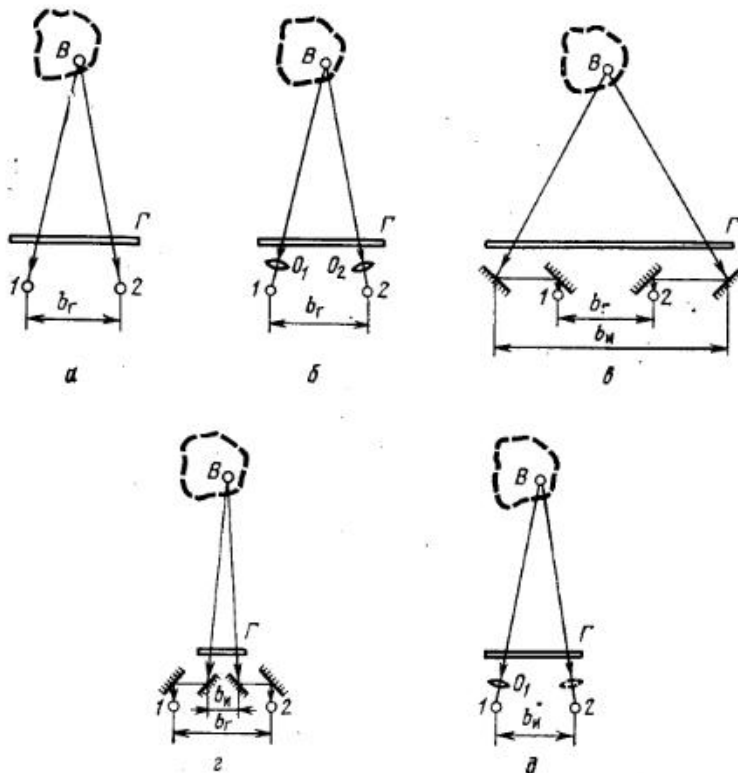


Рис. 5.7. Схемы измерений:

*а* — бинокулярное наблюдение; *б* — бинокулярное наблюдение с оптической системой; *в* — бинокулярное наблюдение с увеличенным измерительным базисом; *г* — бинокулярное наблюдение при малых размерах голограммы; *д* — монокулярное наблюдение.

голограммы, практически исключая возможность бинокулярного наблюдения даже с помощью системы зеркал или призм. В данном случае оператор через зрительную трубу с большим увеличением наблюдает восстановленное изображение и марку, попеременно перемещая зрительную трубу в положения 1 и 2, расстояние между которыми определяет измерительный базис  $b_n$ .

В принципе реальную марку в рассмотренных случаях измерений можно заменить ее мнимым изображением. Это позволяет избавиться

от дистанционного управления реальной маркой при больших удалениях изображения. Однако при этом оптико-механическая часть схемы, обеспечивающая измерение параллактического угла, существенно усложняется.

Измерение координат посредством реальной марки возможно не только в мнимом, но и в действительном голографическом изображении. Трудности измерений реальной маркой в действительном изображении связаны с особенностью наблюдения действительного изображения, локализованного перед голограммой со стороны наблюдателя. Смещение точки наблюдения приводит к исчезновению части изображения, вызванному частичным закрытием изображения неосвещенной частью голограммы. Вследствие этого у наблюдателя создается впечатление, что объект располагается за голограммой, и процесс взаимного ориентирования марки и измеряемой точки изображения существенно усложняется.

Метод реальной марки целесообразно применять для измерений по мнимому изображению объектов, размеры которых могут быть от десятков микрон до десятков сантиметров. Относительная ошибка измерений по этому методу составляет около 0,1% при наблюдении изображения невооруженным глазом. Абсолютная ошибка может составлять единицы микрон, если применять оптическую систему для наблюдения и координатный механизм высокого класса точности.

#### 5.4. Метод вибрирующей диафрагмы

При измерении объекта по его восстановленному действительному изображению существенное значение имеет глубина фокусировки в голографическом изображении, обуславливающая возможность различения сечений изображения, расположенных на разной глубине. Глубина фокусировки зависит от размеров голограммы, а также от распределения поля в световом потоке, отраженном объектом при голографировании.

Исследуем глубину фокусировки изображения на примере точечного светящегося объекта, расположенного на нормали, проходящей через центр линейной голограммы. Если изменением амплитуд опорной и восстанавливающих волн вдоль голограммы можно пренебречь, напряженность электрического поля в пространстве восстановленного изображения определяется соотношением [12]

$$E(z) = E_n \int_0^{\psi_1} \exp(jkz \cos \psi) d\psi, \quad (5.31)$$

где  $E_n$  — коэффициент пропорциональности с размерностью напряженности поля;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $\psi$  — угол между направлением из точки голограммы на светящуюся точку и нормалью к плоскости голограммы;  $2\psi_1$  — угловой размер голограммы, определяемый направлением из светящейся точки;  $z$  — малая величина отклонения относительно места фокусировки по направлению, нормальному к плоскости голограммы.

Для вычисления  $E(z)$  можно воспользоваться разложением по бesselевым функциям [12]:

$$\exp(jkz \cos \psi) = J_0(kz) - 2J_2(kz) \cos 2\psi + 2J_4(kz) \cos 4\psi - \dots + j2[J_1(kz) \cos \psi - J_3(kz) \cos 3\psi + J_5(kz) \cos 5\psi - \dots].$$

Вычисляя интеграл (5.31), получаем

$$E(z) = E_{\Pi} \left[ J_0(kz) \sin \psi_1 - 2J_2(kz) \left( \frac{\sin 2\psi_1}{2} + \frac{\sin 3\psi_1}{2.3} \right) + 2J_4(kz) \left( \frac{\sin 3\psi_1}{2.3} + \frac{\sin 5\psi_1}{2.5} \right) - \dots \right] + j2 \left[ J_1(kz) \frac{\sin 2\psi_1}{2.2} - J_3(kz) \left( \frac{\sin 2\psi_1}{2.2} + \frac{\sin 4\psi_1}{2.4} \right) + \dots \right]. \quad (5.32)$$

Максимальная напряженность  $E_0$  определяется из уравнения (5.32) при  $z = 0$ . Кривые нормированной интенсивности поля в зависимости от нормированной величины удаления от места фокусировки для разных угловых размеров голограммы приведены на рис. 5.8.

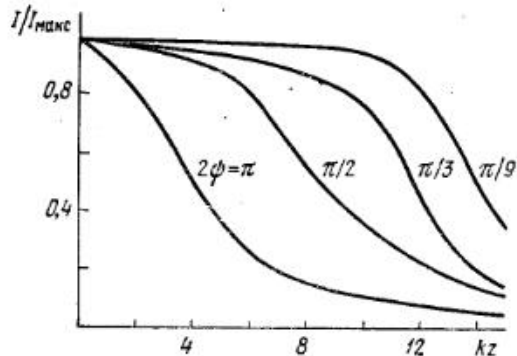


Рис. 5.8. Распределение интенсивности поля в изображении точечного объекта.

При малых угловых размерах голограммы, когда  $\sin 0,5\psi_1 \ll 1$ , расстояние, на котором напряженность поля спадает до четверти максимального значения ( $z_{0,25}$ ), определяется из соотношения  $z_{0,25} = 16\lambda/\psi^2$ .

Приведенные зависимости показывают, что расфокусировка, определяемая конечными размерами апертуры голограммы,

составляет несколько сотен длин волн при достаточно малых угловых размерах голограммы (до десяти градусов).

На практике, как правило, используются не точечные, а протяженные диффузно отражающие объекты. Поскольку поле в области объекта эквивалентно полю в области изображения, когда размеры голограммы достаточно велики, рассмотрим влияние размера объекта и вида индикатрисы рассеяния на распределение интенсивности света в пространстве сфокусированного изображения.

Пусть поле в плоскости  $P_2$  создается отраженным светом, диффузно рассеиваемым площадкой  $S$ , расположенной в плоскости  $P_1$  (рис. 5.9). Запишем поле в плоскости  $P_1$  в виде

$$U(x, y) = E(x, y) \exp[j\varphi(x, y)].$$

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля напряженность поля в точке наблюдения с координатами  $(\xi_1, \eta_1)$ , лежащей в плоскости  $P_2$ , определяется интегралом Кирхгофа [17]:

$$E_p(\xi_1, \eta_1) = \int_S E(x, y) \exp[j\varphi(x, y) - jkr] \frac{f(\beta)}{r} dx dy, \quad (5.33)$$

где  $r$  — расстояние между точкой с координатами  $(\xi_1, \eta_1)$  и точкой с координатами  $x, y, f(\beta)$  — коэффициент наклона, описывающий изменение амплитуды вторичных волн в зависимости от направлений.

При другой реализации случайного поля диффузора сопряженный вектор поля для точки с координатами  $\xi_2, \eta_2$  определяется выражением

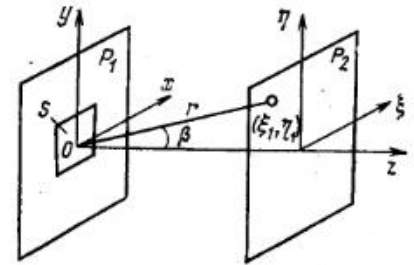


Рис. 5.9. Схема к расчету интенсивности поля от диффузно отражающей площадки.

$$E_p^*(\xi_2, \eta_2) = \int_{S'} E(x', y') \exp[-j\varphi(x', y') + jkr'] \frac{f(\beta')}{r'} dx' dy'.$$

Тогда можно записать:

$$E_p(\xi_1, \eta_1) E_p^*(\xi_2, \eta_2) = \iint_S \iint_{S'} E(x', y') E(x, y) \frac{1}{rr'} \times \exp[j\varphi(x, y) - j\varphi(x', y') + jk(r' - r)] f(\beta) f(\beta') ds ds'. \quad (5.34)$$

Если  $\xi_1 = \xi_2 = \xi$  и  $\eta_1 = \eta_2 = \eta$ , то значение интеграла (5.34) дает значение интенсивности поля ( $I_p$ ) в точке с координатами  $\xi, \eta$  для одной реализации случайного поля:

$$I_p(\xi, \eta) = \iint_S \iint_{S'} E(x, y) E(x', y') \frac{1}{rr'} \exp[-jk(r' - r)] f(\beta) f(\beta') \times \Lambda(x, y, x', y') ds ds', \quad (5.35)$$

где

$$\Lambda(x, y, x', y') = \exp[j\varphi(x, y) - j\varphi(x', y')].$$

Среднее значение  $I(\xi, \eta)$  по ансамблю реализаций случайного поля диффузора определяется средним значением по всем реализациям:

$$I(\xi, \eta) = \langle I_p(\xi, \eta) \rangle,$$

где знак  $\langle \rangle$  означает усреднение по ансамблю реализаций.

Согласно [18]

$$I(\xi, \eta) = \iint_S E(x, y) E(x', y') \frac{1}{rr'} \exp[-j(r' - r)] \times \\ \times \langle f(\beta) f(\beta)' \rangle \langle \Lambda(x, y, x', y') \rangle ds ds', \quad (5.36)$$

где

$$\langle \Lambda(x, y, x', y') \rangle = \begin{cases} 1 & \text{при } x = x', y = y', \\ 0 & \text{при } x \neq x', y \neq y'. \end{cases}$$

В этом случае среднее значение интенсивности поля (по ансамблю реализаций диффузора) в точке с координатами  $\xi, \eta$  определяется соотношением (5.36) при  $x' = x, y' = y$ , т. е. при  $r' = r$ . Тогда

$$I(\xi, \eta) = \int_S \frac{|E(x, y)|^2}{r^2} F(\beta) ds, \quad (5.37)$$

где  $F(\beta) = \langle |f(\beta)|^2 \rangle$ .

Последнее соотношение справедливо для средней интенсивности поля по площадке  $\Delta S_{\xi, \eta}$  с координатами центра  $\xi, \eta$ , так как реализация случайного поля эргодична. При этом размер площадки должен быть достаточно велик, т. е. во много раз превышать интервал флуктуации интенсивности поля по площадке  $\Delta S_{\xi, \eta}$ .

Приведенный результат эквивалентен усреднению по времени интенсивности света в точке пространства от подвижной диффузной поверхности, на которую падает излучение лазера. Изображение, полученное при таком усреднении мгновенных значений, тождественно изображению при некогерентном освещении. Таким образом, полученное выражение (5.37) может быть исходным для определения интенсивности поля, если размеры площади усреднения интенсивности (площадь входной апертуры фотоприемника) много больше размера «микропятен» в изображении.

Выражение (5.37) описывает индикатрису рассеяния, если рассматривать распределение интенсивности рассеянного света от равномерно светящейся площадки в зависимости от угла  $\beta$ . Тогда выражение (5.37) (при условии  $r = R = \text{const}$  много больше линейных размеров площадки  $S$ ) принимает вид:

$$I(\beta) = \frac{E^2 F(\beta)}{R^2} \int_S ds = \frac{E^2 S}{R^2} F(\beta). \quad (5.38)$$

Для некоторых поверхностей (например, магниезовая пластинка, молочное стекло и т. п.) индикатриса рассеяния подчиняется закону Ламберта, т. е.  $I(\beta) = I_0 \cos \beta$ .

Следовательно,  $F(\beta) = \cos \beta$  и интенсивность света для точки пространства с координатами  $\xi, \eta$  описывается выражением

$$I(\xi, \eta, z) = \frac{E^2}{2\pi} \int_S \frac{\cos \beta}{R^2} ds. \quad (5.39)$$

Для прямоугольной площадки размером  $2a \times 2b$ , произведя замену

$$R = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2}, \quad \cos \beta = z/R$$

( $z$  — удаление плоскости наблюдения от плоскости рассеивающей площадки), получим значение интеграла

$$I(\xi, \eta, z) = \frac{E^2}{2\pi} \left[ \arctg \frac{(a - \xi)(b - \eta)}{z \sqrt{z^2 + (a + \xi)^2 + (b - \eta)^2}} + \right. \\ \left. + \arctg \frac{(a + \xi)(b - \eta)}{z \sqrt{z^2 + (a + \xi)^2 + (b - \eta)^2}} + \arctg \frac{(a - \xi)(b + \eta)}{z \sqrt{z^2 + (a - \xi)^2 + (b + \eta)^2}} + \right. \\ \left. + \arctg \frac{(a + \xi)(b + \eta)}{z \sqrt{z^2 + (a + \xi)^2 + (b + \eta)^2}} \right]. \quad (5.40)$$

Для распределения интенсивности по оси  $z$  выражение (5.40) преобразовывается в следующее:

$$I(z) = \frac{2E^2}{\pi} \arctg \frac{ab}{z \sqrt{z^2 + a^2 + b^2}}.$$

Для квадратной площадки со стороной  $2a$

$$I(z) = \frac{2E^2}{\pi} \arctg \frac{a^2/z^2}{\sqrt{1 + 2a^2/z^2}}. \quad (5.41)$$

Для узкой полосы шириной  $2a$ , когда  $b \gg a, b \gg z$

$$I(z) = \frac{2E^2}{\pi} \arctg \frac{a}{z}.$$

На рис. 5.10 представлены зависимости нормированных значений распределения интенсивности света для квадратной площадки и узкой полосы в зависимости от удаления от рассеивающих поверхностей.

Анализ полученных зависимостей показывает, что для поверхностей, диффузно рассеивающих свет по закону Ламберта, спад интенсивности света, например, до уровня 0,5 от максимального значения происходит при удалении от поверхности на расстояние, соизмеримое с размером площадки. Действительно,  $I(z) = 0,5 I_{\text{макс}}$  при  $z = a$  — для узкой щели шириной  $a$  и  $I(z) = 0,5 I_{\text{макс}}$  при  $z = 0,6a$  — для квадратной площадки размером  $2a$ . Очевидно, что в зависимости от характера рассеяния распределение интенсивности будет отличаться от рассмотренного. Однако рассмотренный предельный случай позволяет сравнить распределение интенсивности по глубине изображения, определяемое диффузными свойствами поверхности объекта, с глубиной фокусировки голограммы. Под глубиной фокусировки будем понимать то удаление от плоскости фокусировки, при котором интенсивность света в изображении уменьшается до уровня 0,5 от ее максимального значения. Как было показано выше, глубина фокусировки определяется размерами голограммы и удалением объекта от голограммы. Для практически используемых схем эта величина составляет сотни длин волн.

Поэтому распределение интенсивности по глубине изображения для протяженных объектов будет определяться характером рассеяния и размером объекта, для точечных объектов — глубиной фокусировки голограммы.

При измерении геометрических параметров объекта по восстановленному действительному изображению положение точек поверхности объекта определяется по месту их фокусировки в изображении. Процесс измерения значительно усложняется для протяженных диффузно

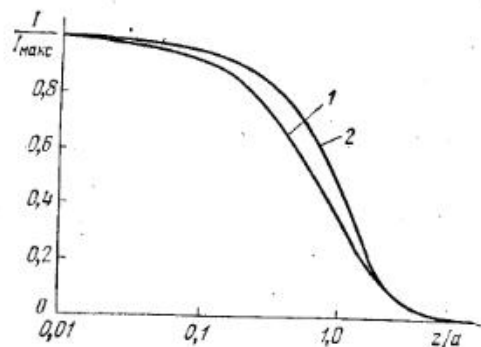


Рис. 5.10. Распределение интенсивности света по глубине изображения:  
1 — для квадратной площадки со стороной  $2a$ ;  
2 — для узкой щели шириной  $2a$ .

рассеивающих свет объектов, имеющих сложную форму без резко выделяющихся пятен на поверхности, при этом возрастают субъективные ошибки при визуальном определении места фокусировки изображения.

Метод, свободный от субъективных ошибок и позволяющий автоматизировать измерения, рассмотрим на примере поиска места фокусировки изображения площадки, диффузно рассеивающей свет.

Аналитическое соотношение (5.41) описывает распределение интенсивности света, отраженного такими площадками. Распределение интенсивности света вдоль оси  $z$  в пространстве восстановленного изображения в области, прилегающей к месту фокусировки, хорошо аппроксимируется параболической зависимостью вида:

$$I(z)/I_{\max} = 1 - Az^2, \quad (5.42)$$

где  $A$  — коэффициент, зависящий от вида индикатрисы рассеяния (пропускания) объекта;  $z$  — текущая координата по оси, нормальной к плоскости фокусировки с началом отсчета в плоскости фокусировки.

Помещая в область локализации действительного изображения точечную диафрагму с площадью пропускания  $\Delta S$ , из всего потока выделяем световой поток  $\Phi = \Delta S I(z)$ , величина которого зависит от положения диафрагмы по глубине восстановленного изображения. Если диафрагма колеблется так, что ее плоскость остается параллельной плоскости фокусировки, то положение диафрагмы в пространстве определяется координатой  $z = z_0 + d \cos \omega t$ , где  $z_0$  — среднее положение диафрагмы,  $d$  — амплитуда колебаний,  $\omega$  — круговая частота колебаний.

Световой поток, пропускаемый диафрагмой, изменяется в соответствии с положением диафрагмы и распределением интенсивности света в области диафрагмы (рис. 5.11):

$$\Phi = I(z)\Delta S = I_{\max} \Delta S [1 - A(z_0 + d \cos \omega t)^2].$$

После преобразований имеем

$$\Phi = \Phi_0 + mz_0 d \cos \omega t + 0,5md^2 \cos 2\omega t, \quad (5.43)$$

где

$$\Phi_0 = I_{\max} \Delta S (1 - Az_0^2 + 0,5Ad^2),$$

$$m = 2\Delta S I_{\max} A.$$

Нетрудно видеть, что световой поток на выходе диафрагмы имеет три составляющие: постоянную, зависящую от среднего положения диафрагмы относительно места фокусировки, и две переменные, амплитуда колебаний одной из которых

туда колебаний одной из которых  $\Phi_{\omega} = mz_0 d \cos \omega t$  прямо пропорциональна средней величине смещения диафрагмы, а частота колебаний

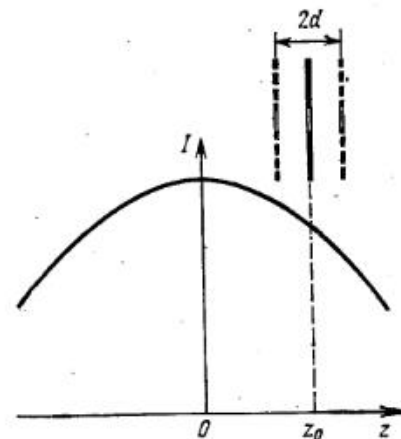


Рис. 5.11. Зависимость распределения интенсивности света от смещения диафрагмы.

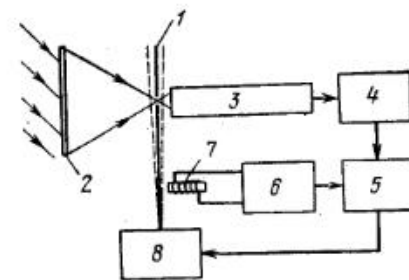


Рис. 5.12. Структурная схема устройства автоматического поиска места фокусировки изображения.

совпадает с частотой колебаний диафрагмы. Эта составляющая потока при смещении диафрагмы влево или вправо относительно плоскости фокусировки меняет фазу колебаний на  $\pi$ .

Если световой поток, выделяемый диафрагмой, с помощью фотоприемника преобразовать в электрический сигнал, то он может быть использован для автоматического поиска места локализации энергетического максимума интенсивности света, т. е. места фокусировки. На рис. 5.12 приведена структурная схема устройства, реализующая способ автоматического поиска локализации энергетического максимума в изображении. Диафрагма 1 размещена в области локализации восстановленного изображения по голограмме 2. Диафрагма колеблется с частотой задающего генератора 6. По направлению распространения светового потока за диафрагмой размещается фотоприемник 3, преобразующий световой поток в электрический сигнал. С выхода фотоприемника сигнал, усиленный узкополосным усилителем 4, настроенным на частоту колебаний диафрагмы, подается на один из входов фазового дискриминатора 5, на второй вход которого подается опорный сигнал от задающего генератора 6. С выхода фазового дискриминатора управляющий сигнал подается на привод координат



ного механизма 8, на котором расположена диафрагма, колеблющаяся с помощью электромагнита 7. Координатный механизм 8 в зависимости от величины и знака управляющего напряжения с дискриминатора перемещает диафрагму вправо или влево. Скорость перемещения пропорциональна величине управляющего сигнала. Перемещение диафрагмы происходит до тех пор, пока величина управляющего сигнала не станет равной нулю, что соответствует совмещению среднего положения диафрагмы с плоскостью фокусировки изображения светящейся площадки.

Автоматический поиск по такой схеме можно производить не только для определения места локализации энергетических максимумов, но и минимумов, т. е. темных полос или пятен в изображении диффузно рассеивающих поверхностей. В этом случае необходимо изменить направление смещения диафрагмы на противоположное, т. е. произвести реверсирование привода координатного механизма. Таким образом, описанный метод позволяет отыскивать в изображении энергетические экстремумы.

Оценим ошибку определения положения экстремума этим методом. В качестве фотоприемника возьмем фотозлектронный умножитель (ФЭУ). Полезный сигнал на выходе ФЭУ ( $U_c$ ) для устойчивой работы системы должен превышать уровень шумов ( $U_{ш}$ ) в  $n$  раз:  $n = U_c / \sqrt{U_{ш}^2}$ . Уровень полезного сигнала на нагрузке ФЭУ пропорционален амплитуде переменной составляющей частоты  $\omega$   $U_c = Kmz_0dR$ , где  $K$  — коэффициент преобразования;  $R$  — сопротивление нагрузки.

Следовательно, величина ошибки  $\Delta z$  в определении положения энергетического максимума определится из соотношения

$$\Delta z = U_{c \text{ мин}} / mdRK = \sqrt{U_{ш}^2} / mdRK. \quad (5.44)$$

Таким образом, ошибка в определении положения зависит как от параметров преобразователя  $K$ , так и от характеристик распределения интенсивности света в изображении ( $I_{\text{макс}} A$ ) и от параметров колеблющейся диафрагмы — амплитуды  $d$  и площади диафрагмы  $\Delta S$ .

Рассмотрим составляющие, влияющие на ошибку в определении координаты. Шум на выходе системы преобразования светового сигнала в электрический состоит из следующих независимых составляющих: шума, вызванного внешними относительно фотоприемника флюктуациями, создаваемыми источником света  $\overline{U_{ш}^2}$ , и шума, вызванного внутренними флюктуациями, — шум фотозлектронного умножителя  $\overline{U_{фэу}^2}$ , т. е.  $\overline{U_{ш}^2} = \overline{U_{фэу}^2} + \overline{U_{ш}^2}$ . Уровень шума источника света определяется типом источника. Шум ФЭУ с постоянной нагрузкой  $R$  в цепи анода в полосе частот  $\Delta f$  определяется соотношением [19]

$$\overline{U_{фэу}^2} = 2eIMR^2\Delta f + 4kTR\Delta f,$$

где  $e$  — заряд электрона;  $I$  — среднее значение тока;  $M$  — коэффициент усиления по току;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

Размер апертуры диафрагмы  $\Delta S$  не должен превышать размера элемента дискретизации в изображении. Ограничением увеличения амплитуды колебаний ( $d$ ) диафрагмы является существующая асимметрия изображения относительно плоскости фокусировки. Действительно, если в отличие от симметричной аппроксимации распределение интенсивности по глубине изображения в области, прилегающей к плоскости фокусировки, аппроксимировать несимметричной функцией, например, вида  $I(z) = I_{\text{макс}}(1 - Az^2 + Bz)$  (где  $A$  и  $B$  — коэффициенты аппроксимации), то, проведя преобразования аналогично тем, которые были выполнены при получении выражения (5.43), получим

$$\Phi'_{\omega} = I_{\text{макс}} \Delta S (2Az_0d - Bd) \cos \omega t.$$

В этом случае положение плоскости фокусировки определяется с дополнительной ошибкой  $\Delta z_{\text{д}} = B/2A$ , которая будет зависеть от асимметрии в изображении и будет проявляться тем больше, чем больше амплитуда колебаний диафрагмы. Воспользовавшись полученными соотношениями, определим ошибку в измерениях методом колеблющейся диафрагмы изображения объекта с рассеянием

света по закону Ламберта и поверхности, рассеивающей свет по закону, аппроксимированному выражением  $I/I_{\text{макс}} = \cos \beta / (1 + b \tan^2 \beta)$  с использованием в качестве фотоприемника ФЭУ-27. Для закона Ламберта распределение интенсивности аппроксимируется параболической зависимостью с коэффициентом  $A = 4,5/a^2$ ; для матового стекла радиусом  $\rho A = 0,07/\rho^2$ .

Экспериментально измеренный уровень шума на выходе ФЭУ-27, освещенного когерентным излучением лазера типа ЛГ-36, составлял 450 мкВ, причем в основном он определялся низкочастотными составляющими излучения лазера. Нагрузка ФЭУ  $R = 4$  кОм; полоса пропускания усилителя  $\Delta f = 5$  Гц; в соответствии с (5.44) при  $n = 1$  величина порогового значения  $\Delta z = 2 \cdot 10^{-2} (\rho/d)$  — для экспериментально определенной индикатрисы пропускания (рис. 5.13) и  $\Delta z = 3 \cdot 10^{-4} (a^2/d)$  — для случая рассеяния света объектом по закону Ламберта. Сравнение этих результатов показывает, что ошибка измерений существенно зависит от рассеивающих свойств поверхности зарегистрированного объекта и от размера поверхности.

Таким образом, точность определения координаты фокусировки изображения зависит как от характеристик основных элементов преобразования светового потока в электрический сигнал, так и от характера зарегистрированного изображения (от размера измеряемой поверхности и вида индикатрисы рассеяния).

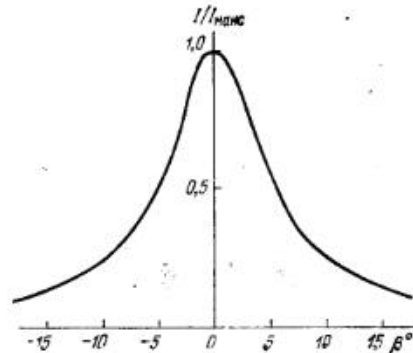


Рис. 5.13. Индикатриса пропускания рассеивателя.

На устройстве, структурная схема которого приведена на рис. 5.12, был осуществлен автоматический поиск координаты по глубине изображения объекта в виде двух пересекающихся линий и площадки размером  $5 \times 5$  мм.

Принудительным смещением вибрационного датчика вдоль изображения линии осуществлялось автоматическое отслеживание координаты линии по глубине изображения. В пределах точности координатного механизма, используемого в данном эксперименте ( $\pm 30$  мкм), измеренные координаты были связаны линейной зависимостью, что соответствовало исходному объекту.

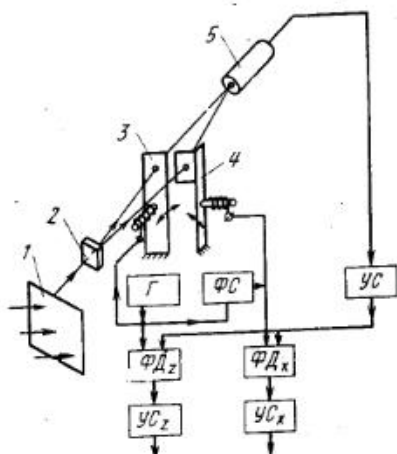


Рис. 5.14. Структурная схема устройства с параллельным автоматическим поиском изображения по двум координатам.

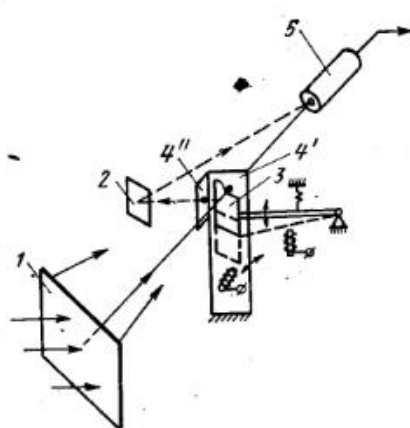


Рис. 5.15. Структурная схема устройства с последовательным автоматическим поиском изображения по двумя координатам.

Рассмотренный метод измерений применим и для автоматического измерения по двум координатам изображений объектов, на поверхность которых нанесены интерференционные полосы.

Устройство, представленное на рис. 5.14, осуществляет одновременный автоматический поиск по двум координатам. Световой поток, формирующий действительное изображение, восстановленное по голограмме 1, расщепляется на два потока, в одном из которых размещен вибрирующий элемент 3, а в другом — вибрирующий элемент 4. Направления колебаний элементов 3 и 4 взаимно перпендикулярны. Поток, выделенные диафрагмами элементов 3 и 4, фотоприемником 5 преобразовываются в электрический сигнал, который усиливается узкополосным усилителем УС. Разделение сигнала на два канала управления по координате  $x$  и  $z$  осуществляется фазовыми дискриминаторами  $\text{ФД}_x$  и  $\text{ФД}_z$ , на которые подаются опорные сигналы, сдвинутые друг относительно друга на  $90^\circ$  фазосдвигающим устройством ФС. Эти же сигналы управляют колебаниями соответствующих вибрирующих элементов 3 и 4, а следовательно, и модуляцией светового пото-

ка, пропускаемого каждой диафрагмой. Сигналы управления с выходов усилителей  $\text{УС}_x$  и  $\text{УС}_z$  подаются на привод координатного механизма соответственно по координате  $x$  и  $z$ . При принудительном смещении вибриционного датчика с элементами 3 и 4 и фотоприемником 5 по координате  $y$  две другие координаты  $x$  и  $z$  устройство отслеживает автоматически.

На рис. 5.15 представлена схема устройства с одним виброэлементом, осуществляющего последовательный автоматический поиск места локализации изображения по двум координатам. На пути потока, формирующего действительное изображение по голограмме 1, размещается зеркало 3. Зеркало подвижно и может занимать два положения (верхнее и нижнее). Когда зеркало находится в верхнем положении, световой поток попадает в фотоприемник 5, отражаясь от зеркал 3 и 2. При этом он модулируется колебаниями диафрагмы 4, колеблющейся перпендикулярно направлению распространения светового потока. В этом случае идет отслеживание по координате, нормальной к направлению распространения светового потока. В нижнем положении зеркала световой поток попадает непосредственно в фотоприемник 5 через диафрагму 4', колеблющуюся по направлению распространения светового потока. В этом случае идет отслеживание по координате, совпадающей с направлением распространения светового потока. Таким образом, после автоматического поиска по одной координате, автоматически или вручную смещая зеркало 3, можно осуществлять поиск и по другой координате.

Метод автоматического поиска в различных вариантах реализации позволяет производить измерения, свободные от субъективных ошибок оператора, с большой скоростью.

Метод вибрирующей диафрагмы позволяет автоматизировать процесс измерений координатной поверхности объекта по его действительному изображению. Метод целесообразно применять при измерениях координат треков, частиц и подобных объектов. Для измерения объектов сложной формы следует с целью уменьшения ошибок измерений на поверхность объектов в изображении наносить интерференционные полосы.

### 5.5. Методы голографической интерферометрии для измерения трехмерных объектов

Голографическая интерферометрия позволяет исследовать форму и определять размеры непрозрачных объектов. Основой методов является интерферометрическое сравнение изображений одного и того же объекта, полученных при различных условиях регистрации. В зависимости от условий регистрации различают: метод многих источников [9], метод нескольких длин волн [9, 10], метод изменения показателя преломления среды [21]. Все эти методы реализуются при голографической записи изображения.

Отличительной особенностью методов является получение по восстановленному изображению двумерного изображения с интерференционными полосами. В качестве интерференционных полос предпочти-

тельные горизонтали, представляющие собой следы пересечения поверхности объекта семейством параллельных плоскостей, равноотстоящих друг от друга. В фотограмметрии горизонтали также получают путем наблюдения стереоизображения объекта и съема координат точек поверхности объекта, находящихся на одном удалении от отсчетной базовой плоскости, что весьма трудоемко и связано с субъективными ошибками оператора при отождествлении положения отсчетной марки с точкой на поверхности объекта.

Интерферометрические методы позволяют получать изображение с нанесенными контурными линиями, которые сформированы в результате интерференции волн, а не в результате измерений. Точность самих методов создания такой карты объекта весьма высока и ограничивается длиной волны света применяемого источника излучения. Общим для всех методов является то, что восстановленное изображение представляет собой изображение объекта, как бы размещенного в пространстве со своеобразной отсчетной сеткой. Характер интерференционных полос на изображении зависит как от формы поверхности объекта, так и от вида семейства секущих поверхностей.

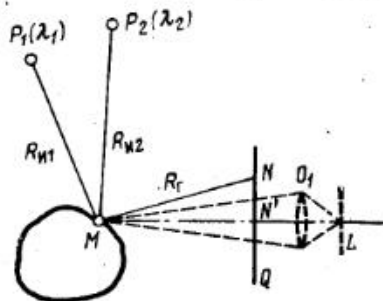


Рис. 5.16. Схема записи голографического изображения и регистрации восстановленного изображения.

Рассмотрим общую для всех методов схему записи голографического изображения (рис. 5.16). Там же пунктиром показана схема регистрации восстановленного изображения. На рисунке обозначено:  $P_1$  — положение 1-го точечного источника освещающей волны (длина волны  $\lambda_1$ );  $P_2$  — положение 2-го точечного источника освещающей волны (длина волны  $\lambda_2$ );  $M$  — точка на поверхности объекта;  $N$  — точка в плоскости регистрации голограммы;  $Q$  — плоскость регистрации восстановленного изображения;  $O_1$  — регистрирующая оптическая система;  $L$  — плоскость регистрации изображения.

Рассмотрим разность фаз волн, отражаемых объектом в точке  $M$  поверхности и регистрируемых на голограмме в точке  $N$ :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_1} R_{n1} + \frac{2\pi}{\lambda_1} R_r - \frac{2\pi}{\lambda_2} R_{n2} - \frac{2\pi}{\lambda_2} R_r. \quad (5.45)$$

Когда освещающие источники имеют одну длину волны, т. е.  $\lambda_1 = \lambda_2$ , то

$$\Delta\varphi_n = \frac{2\pi}{\lambda} (R_{n1} - R_{n2}). \quad (5.46)$$

По этой схеме реализуется метод нескольких источников — в данном случае двух. Эквифазные поверхности описываются уравнением поверхности гиперболоидов вращения, а именно

$$\Delta\varphi_n = \frac{2\pi}{\lambda} (R_{n1} - R_{n2}) = \text{const}, \quad (5.47)$$

с фокальными точками, расположенными в месте размещения точечных источников освещения.

Из соотношения (5.46) видно, что регистрируемая разность фаз в любой точке голограммы для данной точки объекта одна и та же. Это значит, что при перемещении точки наблюдения по голограмме распределение интенсивности интерференционной картины в восстановленном изображении не меняется относительно поверхности объекта, следовательно, интерференционные полосы локализованы на поверхности объекта.

Если на голограмме регистрируется изображение объекта в свете нескольких длин волн, даваемых одним источником, то в схеме реализуется метод нескольких длин волн. Обращаясь вновь к соотношению (5.45), видим, что для источника с двумя длинами волн при  $R_{n1} = R_{n2} = R_n$  выражение (5.45) принимает вид

$$\Delta\varphi_\lambda = R_n (2\pi/\lambda_1 - 2\pi/\lambda_2) + R_r (2\pi/\lambda_1 - 2\pi/\lambda_2)$$

или

$$\Delta\varphi_\lambda = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{экв}}} (R_n + R_r), \quad (5.48)$$

где  $\lambda_{\text{экв}} = \lambda_1 \lambda_2 / |\lambda_1 - \lambda_2|$ .

Эквифазные поверхности описываются семейством поверхностей эллипсоидов вращения, большая ось которого проходит через положение источника освещения и точку голограммы, лежащую на линии наблюдения изображения объекта ( $MN'$ ).

Нетрудно видеть, что разность фаз, регистрируемая на голограмме для одной точки объекта ( $R_n = \text{const}$ ), зависит от положения области регистрации на голограмме, определяемой  $R_r$ . Это означает, что при восстановлении изображения с различных участков голограммы положение интерференционных полос в изображении относительно поверхности объекта будет меняться, т. е. интерференционные полосы в изображении не локализованы на поверхности объекта.

Интересен частный случай метода нескольких длин волн, когда источник освещения лежит в плоскости голограммы на линии наблюдения изображения. Тогда для малой области голограммы справедливо соотношение  $\Delta\varphi_\lambda = 2\pi \cdot 2R_r / \lambda_{\text{экв}}$ , а эквифазные поверхности описываются уравнением семейства шаровых поверхностей с центром, совпадающим с местом положения точечного источника освещения. Расстояние между эквифазными поверхностями будет  $l'_\lambda = \lambda_1 \lambda_2 / 2 |\lambda_1 - \lambda_2|$ .

Рассмотрим метод изменения показателя преломления среды. Если при первой экспозиции при регистрации голографического изображения показатель преломления среды, в которой размещены источник, объект и голограмма, был  $n_1$ , а при второй —  $n_2$ , то разность фаз, регистрируемая на голограмме в точке  $N$ , может быть представлена выражением

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{экв}}} (R_n + R_r),$$

где  $\lambda_{\text{экв}} = \lambda (n_1 - n_2)$ ;  $\lambda$  — длина волны источника в вакууме.

Таким образом, с точки зрения формирования интерференционных полос в изображении метод многих частот и метод изменения показателя преломления совпадают. Отличие состоит только в способе изменения длины волны. В данном случае длина волны меняется не изменением частоты генерации источника, а изменением показателя преломления среды, так как  $\lambda_1 = \lambda/n_1$ ;  $\lambda_2 = \lambda/n_2$ . С учетом этих равенств все соотношения и выводы, относящиеся к методу многих длин волн, справедливы и для метода изменения показателя преломления. В частности, положение и вид интерференционных полос в изображении меняется в зависимости от положения участка голограммы, по которому восстанавливается изображение.

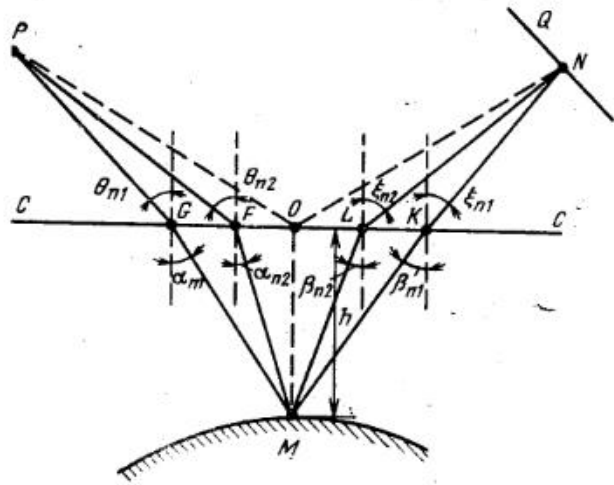


Рис. 5.17. Вывод уравнения эквифазной поверхности.

Наибольший интерес представляет метод изменения показателя преломления среды, когда только объект размещен в среде с изменяемым показателем преломления, как это рассмотрено в работе [21]. В этом случае существует граница раздела двух сред: среды, в которой размещен объект, и среды, в которой размещены источник излучения и голограмма. Для получения аналитических выражений, определяющих вид интерференционных полос в изображении и период интерференционных полос, рассмотрим оптическую разность хода, регистрируемую на голограмме для произвольной точки объекта (рис. 5.17). На рисунке обозначено:  $C-C$  — граница раздела среды;  $P$  — точечный источник сигнальной волны;  $Q$  — плоскость регистрации голограммы,  $MO$  — нормаль к границе раздела сред. Для точки  $M$  на поверхности объекта  $PGM$  — освещающий луч, а  $MKN$  — отраженный луч от точки объекта в точку  $N$  на голограмме при показателе преломления среды  $n_1$ .  $PFM$  и  $MLN$  — соответственно падающие и отражающие лучи при показателе преломления среды  $n_2$ . Углы падения и преломления лучей обозначены на рисунке.

Определим разность фаз двух изображений точки  $M$ , регистрируемых на голограмме в точке  $N$ ; из рис. 5.17 следует:

$$\begin{aligned} PFM - PO &= h \cos \alpha_{n_2} n_2; \\ PGM - PO &= h \cos \alpha_{n_1} n_1, \\ MLN - NO &= h \cos \beta_{n_2} n_2, \quad MKN - NO = h \cos \beta_{n_1} n_1. \end{aligned}$$

Отсюда нетрудно получить оптическую разность хода пути  $PFMLN$  относительно пути  $PGMKN$ :

$$\Delta\varphi_n = h \frac{2\pi}{\lambda} [(\cos \alpha_{n_2} + \cos \beta_{n_2}) n_2 - (\cos \alpha_{n_1} + \cos \beta_{n_1}) n_1], \quad (5.49)$$

где  $\lambda$  — длина волны источника в вакууме. Это же выражение определяет вид эквифазных поверхностей ( $\Delta\varphi_n = \text{const}$ ). В частном случае, когда освещение производится плоским фронтом волны и наблюдение (регистрация) изображения ведется по направлению, нормальному к границе раздела, выражение (5.49) упрощается.

$$\Delta\varphi_n = \frac{2\pi}{\lambda} h [(1 + \cos \alpha_{n_2}) n_2 - (1 + \cos \alpha_{n_1}) n_1], \quad (5.50)$$

что согласуется с соотношениями для этого частного случая, приведенными в работе [21]. Расстояние между эквифазными поверхностями по направлению, нормальному к границе раздела, определяется из соотношения

$$l_n = \lambda [(\cos \alpha_{n_2} + \cos \beta_{n_2}) n_2 - (\cos \alpha_{n_1} + \cos \beta_{n_1}) n_1]^{-1}. \quad (5.51)$$

Как следует из рассмотрения общих соотношений (5.49) и (5.50), положение интерференционных полос относительно изображения меняется при изменении направления наблюдения на объект, а шаг между интерференционными полосами непостоянен и меняется с изменением расстояния от поверхности объекта до границы раздела сред. Постоянный шаг по глубине изображения может быть получен только при освещении объекта плоской волной и при регистрации изображения по направлению, нормальному к границе раздела, когда все косинусы в (5.51) равны 1 и тогда

$$l'_n = \lambda/2 (n_2 - n_1).$$

Проведем сравнительный анализ рассмотренных методов исходя из возможностей их практической реализации. На рис. 5.18 приведены схемы, показывающие взаимное расположение мнимого изображения объекта, интерференционных полос, источников освещения  $S$  и голограммы  $G$ . Очевидно, что при всех методах регистрироваться, а следовательно, и восстанавливаться будет та часть объекта, которая освещена (незаштрихованная область на рисунке). Таким образом, чтобы была зарегистрирована большая часть объекта, обращенная к голограмме, источники освещения должны быть расположены по возможности ближе к линии регистрации (наблюдения) изображения.

Для получения горизонталей объекта относительно направления наблюдения по методу нескольких источников последние должны быть удалены от объекта. Линия, соединяющая источники, должна быть

параллельна направлению наблюдения (рис. 5.18). При таком освещении часть объекта оказывается в тени и не регистрируется. Можно применить косое освещение объекта, когда источники  $S_1$  и  $S_2$  смещены в сторону голограммы и к линии наблюдения изображения. Теперь большая часть объекта будет регистрироваться на голограмме, но в этом случае контурные линии не являются горизонталями относительно направления наблюдения (регистрации). Этот недостаток косого освещения не имеет существенного значения, если применять рассмотренный дальше способ обработки изображений. Метод нескольких источников обладает рядом преимуществ. Он позволяет в одной схеме простыми средствами менять в широком диапазоне период интерференционной картины от нескольких микрон до нескольких миллиметров, практически меняя лишь угол схождения освещающих потоков, а также вид интерференционной картины в зависимости от формы исследуемой поверхности. Метод позволяет исследовать форму поверхностей как стационарных, так и динамических объектов. Интерференционные полосы в изображении локализованы на поверхности объекта. Метод прост в практической реализации.

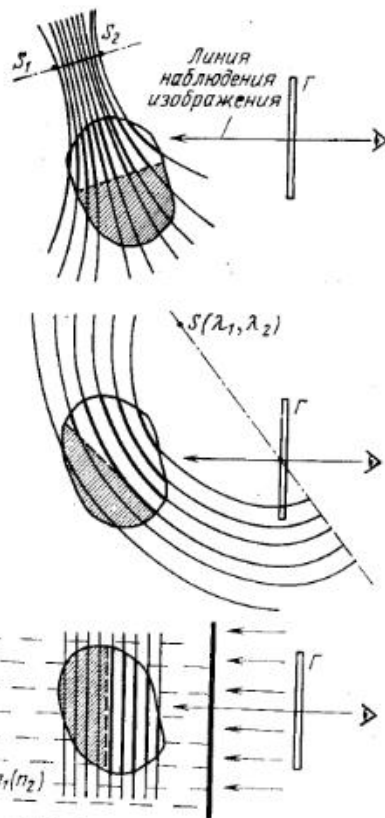


Рис. 5.18. Схема взаимного расположения интерференционных полос в изображении объекта.

На рис. 5.19 приведена схема регистрации голографического изображения стационарных объектов. Излучение ОКГ расщепителем  $P_1$  и зеркалами  $Z_1, Z_2$  разделяется на два потока, из одного потока с помощью оптической системы  $OC1$  формируется опорный поток, а из второго с помощью оптической системы  $OC2$  — освещающий. Для реализации метода нескольких источников зеркало  $Z_3$  укреплено в подвижной державке, вращающейся вокруг осей  $x$  и  $y$ . Оптическая система  $OC2$  позволяет менять расходимость освещающего потока. Эти два элемента регулировки позволяют смещать «источник» освещения вдоль осей  $x, y$  и  $z$ . Таким образом, при одном и том же положении объекта можно менять направление смещения «источника», а следовательно, интерференционную картину и ее шаг.

На рис. 5.20 изображена схема регистрации голографических изображений динамических объектов, которая в основном имеет те же

элементы, что и схема рис. 5.19. Дополнительными элементами этой схемы являются расщепитель  $P_2$  и зеркало  $Z_4$ , позволяющие получить два освещающих потока, и линза  $L_1$ , с помощью которой изменяется расходимость одного из интерферирующих потоков.

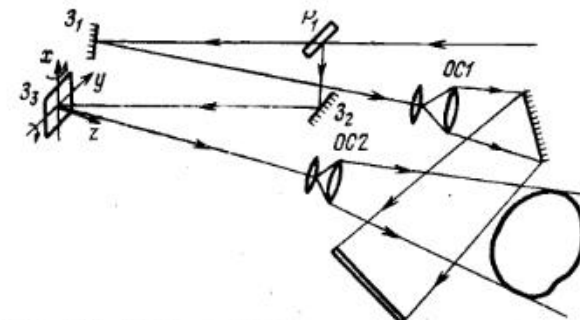


Рис. 5.19. Схема регистрации голограмм стационарных объектов.

На рис. 5.21 приведена фотография восстановленного изображения объекта, полученного в схеме рис. 5.19 при размещении объекта на линии смещения «источника». На рис. 5.22 приведена фотография восстановленного изображения, зарегистрированного в той же схеме при трёх экспозициях голограммы, две из которых соответствуют смещению «источника» вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно.

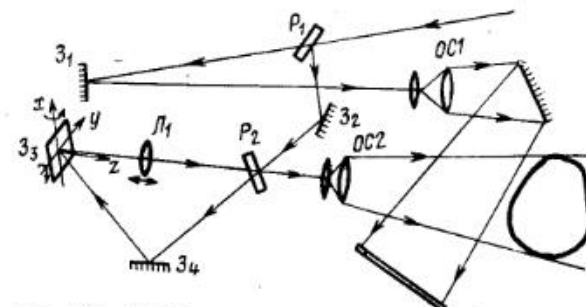


Рис. 5.20. Схема регистрации голограмм динамических объектов.

Так как интерференционные полосы в изображении локализованы на поверхности объекта, это позволяет при протяженных поверхностях объекта увеличить точность измерения методами, рассмотренными в § 5.3 и 5.4.

На рис. 5.23 приведен профиль сечения объекта с плавно меняющейся формой поверхности (рис. 5.24). Профиль сечения 1 получен непосредственным измерением объекта; 2 — методом реальной марки без интерференционных полос в восстановленном изображении; 3 — методом реальной марки с интерференционными полосами в изображении

нии. Ошибка при измерениях методом реальной марки в среднем уменьшается в три раза при нанесении на изображение интерференционных полос.

Необходимо отметить, что интерференционные полосы на изображении объекта, принадлежащие его поверхности, позволяют исследовать форму протяженных поверхностей (например, диффузных поверхностей без пятен или четко выраженных светотеней в изображении), когда средствами фотограмметрии этого сделать нельзя.

Метод нескольких длин волн применим для изучения формы как стационарных, так и динамических объектов. Возможности практи-

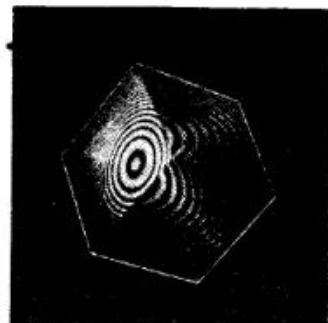


Рис. 5.21. Восстановленное изображение объекта, размещенного по линии смещения источника.

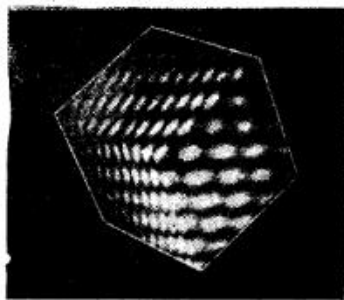


Рис. 5.22. Восстановленное изображение объекта при смещении источника по двум ортогональным направлениям.

ческой реализации метода ограничиваются необходимостью иметь источник (источники) с перестраиваемой длиной волны излучения. Кроме того, как показывают исследования, результаты которых приведены в работе [9], масштабное отличие в изображениях, определяемое разными длинами волн при регистрации голограммы, не позволяет получить видимую интерференционную картину по всему изображению протяженного объекта. Это вызвано тем, что для формирования интерференционной картины в изображении объекта необходимым условием является наложение зон корреспондирующих точек. При восстановлении светом одной длины волны это условие может быть выполнено только для части изображения протяженной поверхности объекта. Это достигается смещением источника восстанавливающей волны относительно исходного его положения при записи голограммы. Условием для определения величины и направления смещения является расположение корреспондирующих точек объекта на линии наблюдения (регистрации) изображения. Однако, если размеры объекта много больше шага между эквифазными секущими поверхностями, зарегистрировать изображение объекта с контурными линиями по всему изображению не удастся. Это объясняется тем, что условия восстановления

изображения с интерференционными полосами для различных областей изображения несовместимы.

Ниже приводится описание устройства, позволяющего регистрировать восстановленное изображение с интерференционными полосами по всему изображению при восстановлении изображения одновременно светом двух длин волн. Объект регистрации (рис. 5.25) освещается светом двух длин волн ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) источника  $S_0$ . Голограмма регистрируется с двумя опорными потоками от источников  $S_1$  и  $S_2$  соответственно с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Таким образом, при восстановлении изображения светом двух длин волн восстанавливаются волновые пол-

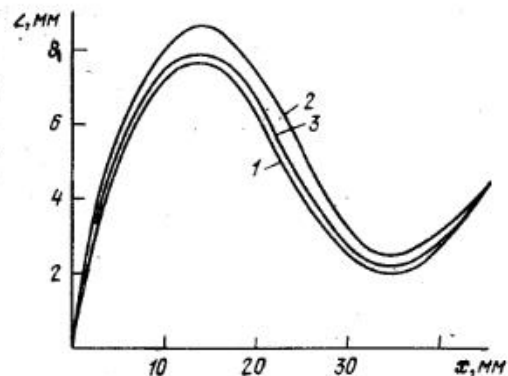


Рис. 5.23. Профиль сечения гипсовой модели.

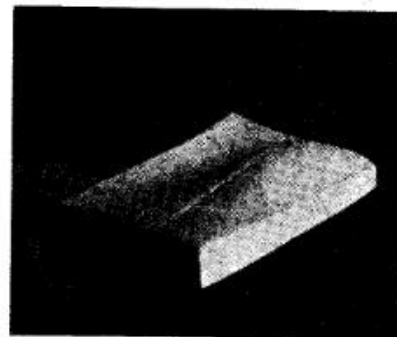


Рис. 5.24. Гипсовая модель.

с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , которые создают интерференционную картину в изображении. Так как  $\lambda_1 \neq \lambda_2$ , то интерференционная картина подвижная и поэтому для регистрации ее установлен электронно-оптический преобразователь (ЭОП) с электронным затвором, позволяющий зарегистрировать изображение с интерференционными полосами. В этом случае интерференционные полосы нанесены по всему изображению объекта, так как восстановленные изображения двух длин волн имеют один масштаб и совмещены друг с другом.

Определим шаг интерференционной картины и требуемое время срабатывания затвора ЭОП. Для простоты выводов, не нарушая общности рассуждения, рассмотрим освещающую волну с плоским фронтом и одинаковой амплитудой ( $A$ ). Освещающая волна у поверхности объекта описывается выражением

$$U(z, t) = A \exp \{-j[\omega t - kz(x, y)]\} + A \exp \{-j(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)z(x, y)\},$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda_1}$ ;  $\Delta k = 2\pi \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1 \lambda_2}$ ;  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_1}$ ;  $\Delta\omega = 2\pi c \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)$ .

При неискаженном восстановлении изображения интенсивность света в изображении описывается так же, как интенсивность освещающего поля на поверхности объекта:

$$I(z, t) = 2A^2 [1 + \cos(t\Delta\omega - z(x, y)\Delta k)].$$

Таким образом, на изображении объекта формируются подвижные интерференционные полосы с шагом между ними вдоль оси  $z$ , равным  $l = \lambda_1 \lambda_2 / \Delta\lambda$ .

Полагая, что время срабатывания затвора  $t_3$  должно быть таким, чтобы интерференционная картина сместилась не более чем на  $l/10$ , находим  $t_3 \leq \lambda_1 \lambda_2 / 10c\Delta\lambda$ .

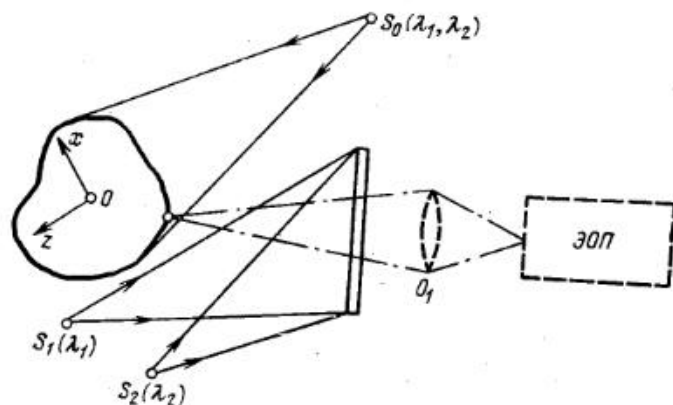


Рис. 5.25. Схема устройства получения изображения с интерференционными полосами по методу двух длин волн.

Метод изменения показателя преломления среды практически применим только для определения формы и измерения размеров стационарных объектов. Это обусловлено тем, что для получения интерференционных полос необходимо изменять показатель преломления среды, окружающей объект. Голографируемый объект размещается в закрытой камере с прозрачным окном, через которое он освещается. При первой экспозиции камера заполнена газом или прозрачной жидкостью. Затем показатель преломления наполнителя камеры изменяется либо изменением давления газа, либо сменой наполнителя камеры, либо изменением концентрации жидкого раствора, после чего осуществляется вторая экспозиция. В этом методе шаг между интерференционными полосами может меняться в очень широких пределах — от единиц миллиметров до единиц микрометров.

На рис 5.26 приведено изображение волноводной секции с интерференционными полосами, полученными сменой наполнителя прозрачной камеры размерами  $100 \times 140 \times 140$  мм, в которой размещался объект [22]. Освещался объект светом гелий-неонового лазера. Наполнителем

при первой экспозиции был воздух, при второй — двуокись углерода. Небольшое отличие в показателе преломления позволило создать на изображении видимые полосы с шагом 1,8 мм. Изменение давления газа дает небольшое относительное изменение показателя преломления. Для воздуха оно составляет только  $8 \cdot 10^{-4}$  на одну атмосферу изменения давления, что соответствует шагу секущих поверхностей примерно 2 мм [21]. Для получения шага в единицы микрон целесообразней применять жидкие смеси (изменяя их концентрацию).

Необходимо отметить, что метод изменения показателя преломления, несмотря на некоторую сложность реализаций, обладает одним отличительным свойством. Из соотношения (5.50) следует, что разность оптических путей определяется наряду с другими параметрами, положением поверхности объекта относительно границы раздела сред, т. е. вид интерференционных полос зависит не только от формы объекта, но и от формы поверхности окна, обращенного к объекту. Это дает возможность с высокой точностью сравнивать объекты сложной формы с образцом, выполненным из прозрачного материала и являющимся окном камеры, в которой размещается исследуемый объект.

Форма исследуемого объекта по его изображению может быть представлена численными значениями координат точек поверхности, аналитическим описанием и графическим представлением сечений и горизонталей объекта. Для сложных поверхностей аналитическое описание далеко не всегда возможно и тогда приходится прибегать к построению горизонталей объекта профилей сечений в выбранных плоскостях. Горизонталели и профили сечений объекта позволяют не только передавать его форму, но и при необходимости воспроизвести его объемную копию. Освещение объекта под острым углом к плоскости регистрации изображения позволяет более равномерно осветить объект относительно направления регистрации изображения, но в этом случае интерференционные полосы на изображении объекта не являются горизонталями по отношению к плоскости регистрации изображения. Рассмотрим метод получения линий равного уровня (горизонталей) по изображению объекта с линиями на его поверхности, образованными «секущими плоскостями», расположенными под углом к плоскости изображения.

На рис. 5.27 схематически представлены ортогональные проекции объекта с контурными линиями  $L_1, L_2, L_3, \dots, L_n$ , образованными семейством «секущих плоскостей»  $S_1, S_2, \dots, S_n$ . На нижней проекции



Рис. 5.26. Изображение объекта с интерференционными полосами, полученными по методу изменения показателя преломления среды.

приведено изображение объекта в плоскости регистрации изображения. Полученное изображение необходимо трансформировать в изображение с контурными линиями объекта, лежащими в плоскостях  $P_1, P_2, \dots, \dots, P_k$ , параллельных плоскости регистрации изображения. Нетрудно видеть, что пересечение секущих плоскостей  $S$  с плоскостью  $P_1$  дает в плоскости регистрации семейство прямых параллельных линий  $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_n$  с периодом чередования их  $d_0 = l / \sin \alpha$ . Здесь  $l$  — рас-

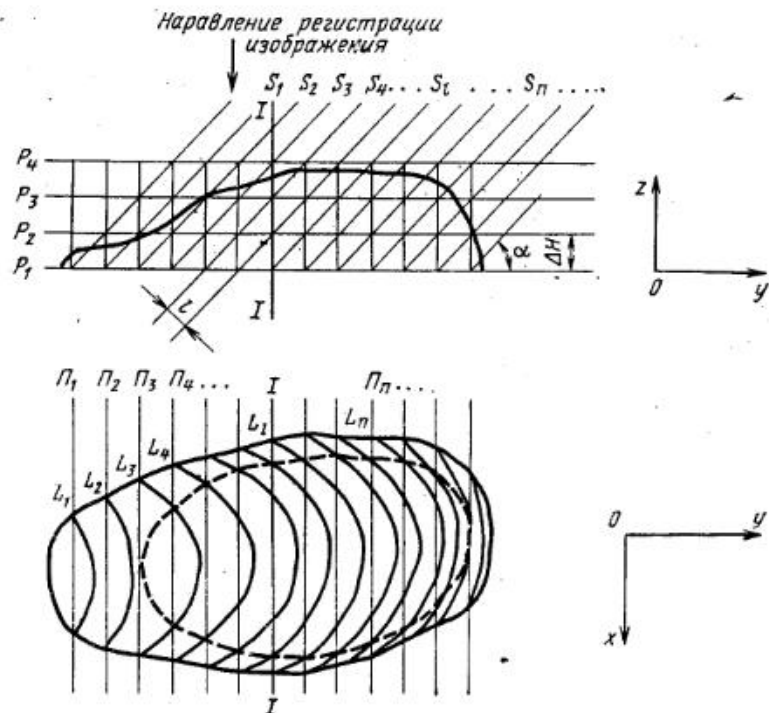


Рис. 5.27. Ортогональные проекции объекта с контурными линиями.

стояние между секущими плоскостями;  $\alpha$  — угол между секущими плоскостями и плоскостью регистрации изображения. Если плоскости  $P_k$  отстоят друг от друга на  $\Delta H = l / \cos \alpha$ , то на изображении линии пересечения секущих плоскостей с плоскостями  $P_1, P_2, \dots, P_k$  совпадают.

Таким образом, для того чтобы перейти от исходного изображения к изображению с горизонталями, необходимо определить на исходном изображении координаты пересечений интерференционных линий с соответствующими прямыми  $\Pi$ . Действительно, контурная линия объекта, лежащая в плоскости  $P_1$ , является геометрическим местом точек пересечения на исходном изображении объекта линии  $L_n$  с соответствующей прямой  $\Pi_n$  (здесь и ниже  $n = 1, 2, \dots, k$  в соответствии с числом линий в сетке прямых, перекрывающей изображение). Кон-

турная линия объекта, лежащая в плоскости  $P_2$ , является геометрическим местом точек пересечения на изображении объекта линии  $L_{n-1}$  и прямой  $\Pi_n$ . Итак, для построения контурной линии объекта, лежащей в плоскости, параллельной базовой плоскости (здесь  $P_1$ ), на расстоянии  $\Delta H_m$  необходимо найти в изображении точки пересечения линий  $L_{n-m}$  с соответствующими прямыми  $\Pi_n$ .

Вспомогательная сетка прямых, необходимая для построения горизонталей, может быть нанесена после получения изображения по известным параметрам схемы регистрации ( $l, \alpha$ ), по которым вычисляется шаг сетки на изображении  $d_0 = l / \sin \alpha$ . Эта сетка может быть получена совмещенной с восстановленным голографическим изображением объекта. С этой целью регистрируется голограмма объекта, а затем на эту же фотопластинку регистрируется голограмма базовой плоскости, освещенной при тех же условиях, что и объект.

По исходному изображению с косым освещением, кроме линий уровня, можно получить профиль сечений объекта плоскостью, нормальной к плоскости регистрации объекта. Для нахождения профиля сечения по исходному изображению необходимо найти точки пересечений следа выбранной плоскости (например,  $I-I$  на рис. 5.27) с контурными линиями на изображении объекта, т. е. пересечение следа  $I-I$  с  $L_1, L_2, \dots, L_n$ . Точки пересечения определяют координаты точек профиля на базовой плоскости (координаты  $x, y$ ). Координаты каждой точки профиля по оси, нормальной к базовой плоскости ( $z$ ), определяются по номеру линии, пересечение которой с  $I-I$  определяет точку профиля. Тогда координата  $z = \Delta H p$ ,  $p$  — порядковый номер линии относительно нулевой линии. За нулевую линию при этом принимается такая линия, точка пересечения которой с  $I-I$  лежит на базовой плоскости. На рис. 5.27 нулевой линией для построения профиля сечения является линия  $L_1$ . Координаты сечения объекта в плоскости, нормальной к линиям  $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_n$ , как нетрудно показать, могут быть определены из соотношения

$$z_n = \sum_{i=1}^n [d - (y_{i+1} - y_i)] \operatorname{tg} \alpha m,$$

где  $y_i$  — координаты точки пересечения линий  $L_i$  в изображении со следом секущей плоскости;  $m$  — масштаб изображения.

В общем случае как при построении горизонталей, так и при построении профиля сечения за базовую плоскость может быть выбрана любая из плоскостей  $P$ . Очевидно, что полученное семейство линий уровня и профиль сечения объекта тем точнее будут приближаться к оригиналу, чем меньше будет шаг между сформированными «секущими плоскостями».

На рис. 5.28 приведена фотография объекта сложной формы (образец минерала) с нанесенными интерференционными полосами при косом освещении объекта. Угол между направлением освещения и базовой плоскостью составлял  $45^\circ$ , шаг между эквивалентными секущими плоскостями  $t = 2$  мм. Плоскость регистрации изображения была параллельна выбранной плоскости. Размеры части объекта, которая ре-



гистрируется на изображении, составляли  $130 \times 130 \times 60$  мм. В результате обработки изображения по описанной выше методике получено семейство горизонталей относительно базовой плоскости, вид которых приведен на рис. 5.29. Расстояние между горизонталями равно 2,8 мм.



Рис. 5.28. Изображение образца минерала при косом освещении.



Рис. 5.29. Горизонталы образца минерала.

На рис. 5.30 приведено изображение гипсовой модели сложной формы с интерференционными полосами на поверхности объекта, полученными при косом освещении объекта под углом  $45^\circ$  к плоскости изображения и при шаге между эквиfazными интерференционными секущими плоскостями  $l = 0,9$  мм.

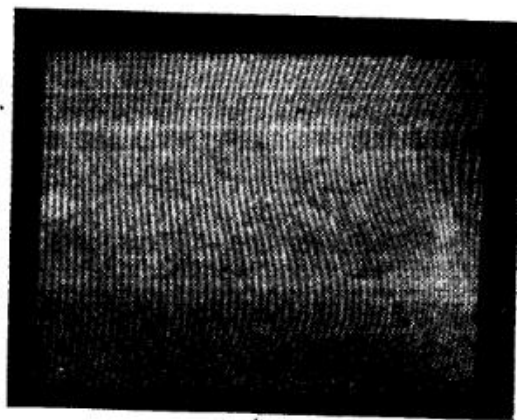


Рис. 5.30. Изображение гипсовой модели.

На рис. 5.31 представлены три профиля сечения исходного объекта, измеренные непосредственно с точностью 20 мкм; там же нанесены измеренные по его изображению точки, лежащие на профиле сечения объекта. Сравнение результатов позволяет сделать заключение о хорошем соответствии значений, полученных по изображению и непосредственным измерением.

При построении профиля сечения и горизонталей по интерференционным полосам существенное значение имеет точность определения их положения в изображении. При высоких требованиях к точности положение интерференционной полосы следует определять путем фотометрирования на микрофотометре. В тех случаях, когда допустима точ-

ность измерений положения интерференционной полосы, равная  $0,05-0,1$  ее периода, этот процесс может быть существенно упрощен путем визуального определения оси полосы.

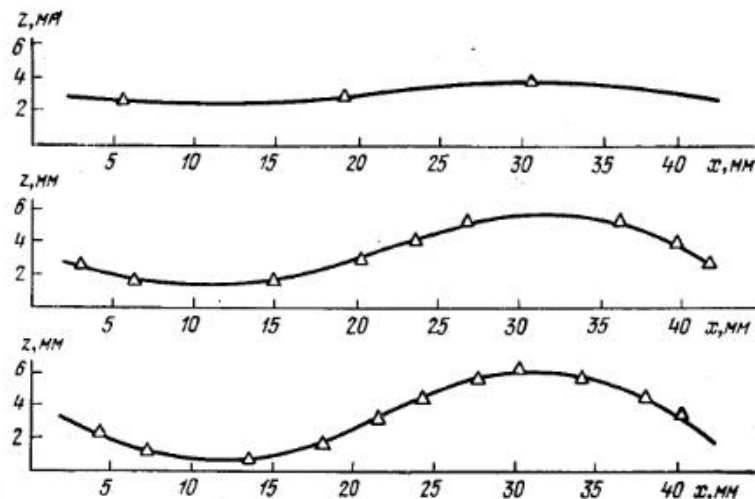


Рис. 5.31. Профили сечений: — — непосредственное измерение по объекту;  $\Delta$  — измерения по изображению.

Известно, что человек визуально достаточно точно определяет середину отрезка, границу между светлым и темным и т. п. Ниже приводится описание лабораторного прибора для измерения положения интерференционных полос при визуальном наблюдении и результаты экспериментальной проверки.

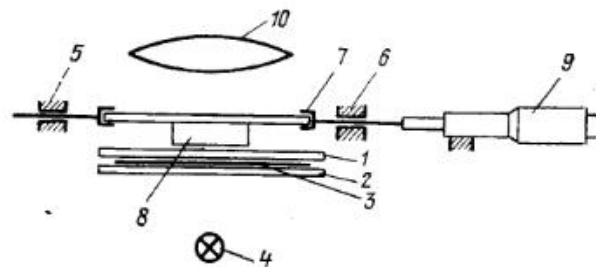


Рис. 5.32. Прибор для съема координат интерференционных полос.

Лабораторный прибор, схематический чертеж которого изображен на рис. 5.32, представляет собой упрощенную модель компаратора. Между двумя покровными стенками 1 и 2 закладывается интерферограмма 3, отпечатанная на фотобумаге или фотопленке. Снизу интерферограмма подсвечивается лампой накаливания 4. Параллельно плоскости интерферограммы в направляющих 5 и 6 может перемещать-

ся каретка 7 с визиром 8. Для точного измерения смещения предусмотрена микрометрическая головка 9, позволяющая измерять смещение визира с точностью 10 мкм. Для исключения параллакса на визире нанесены две параллельные риски (расстояние между рисками 14 мм).

Наблюдение интерферограммы производилось через лупу 10 с увеличением 1,3.

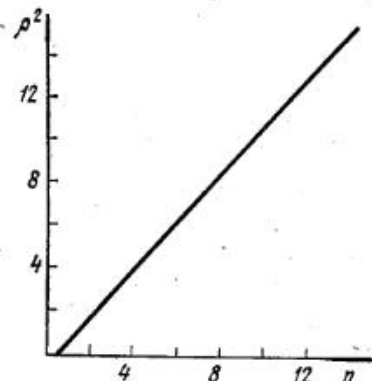


Рис. 5.33. Результаты измерений.

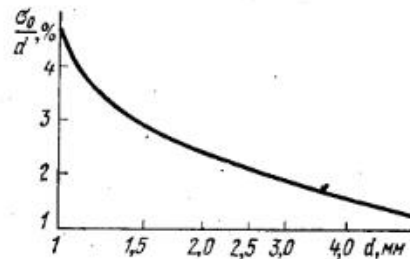


Рис. 5.34. Относительная среднеквадратическая ошибка измерений расстояния  $d$  между интерференционными полосами.

В качестве контрольной интерферограммы была взята голографическая интерферограмма, закон распределения интерференционных полос которой известен (кольца Ньютона). С помощью описанной выше установки были определены радиусы четырнадцати светлых и четырнадцати темных колец. На рис. 5.33 приведен график зависимости



Рис. 5.35. Стадии получения объемной копии гипсовой скульптуры.

квадрата радиуса кольца от его номера по результатам измерений. Как видно из графика, экспериментально полученные точки достаточно точно ложатся на прямую, что свидетельствует о высокой точности такого способа измерений середины интерференционной полосы.

В измерениях принимали участие три нетренированных оператора. Всего было произведено по 36 измерений каждой из 14 точек. Расстояние между интерференционными полосами на изображении менялось

от 0,5 до 2,5 мм. На рис. 5.34 показана зависимость относительной среднеквадратической ошибки измерения расстояния между полосами к этому расстоянию. Относительная ошибка не превосходит 5%.

Интерференционные полосы на изображении объекта, кроме того, что несут количественную характеристику о поверхности объекта, могут служить и для непосредственного воспроизведения формы объекта. С этой целью по исходному изображению изготавливаются «слои», контур которых повторяет соответствующие контуры изображения. Толщина слоев может быть выбрана либо равной расстоянию

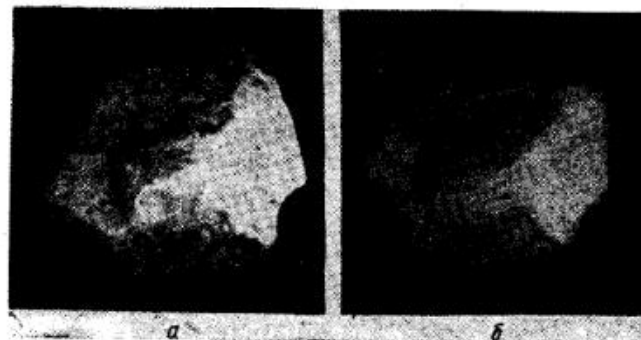


Рис. 5.36. Объемная копия образца минерала.

между плоскостями (с учетом масштаба изображения), либо отличной от него. Последнее дает копию с изменением масштаба по глубине.

На рис. 5.35 приведены: *а* — исходный объект (гипсовая скульптура), *б* — изображение и *в* — воспроизведенная по изображению копия с уменьшением масштаба по глубине в два раза.

На рис. 5.36 приведены: *а* — исходный объект (образец минерала), *б* — его копия, выполненная по изображению с контурными линиями (см. рис. 5.28).

Рассмотренный метод измерения геометрических параметров диффузно рассеивающих свет трехмерных объектов в равной мере применим как к объектам большого размера, так и к микрообъектам, поскольку период интерференционных полос может быть получен малым вплоть до нескольких длин волн освещающего источника.

## Глава 6

### ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ

Последние несколько лет разрабатывается новое быстроразвивающееся направление голографии — так называемая «цифровая голография», основанная на моделировании голографического процесса на ЭВМ [1—9].

Машинное восстановление голографических изображений позволяет избежать трудностей, связанных со съемом количественной информации с голографических изображений, так как в этом случае количественные характеристики изображения получаются на выходе машины. Машинное восстановление имеет особое значение для СВЧ и ультразвуковой (УЗВ) голографии, для которых прямой ввод данных в машину позволяет избежать масштабных искажений изображения, присутствующих при восстановлении СВЧ и УЗВ голограмм. Обработка экспериментальных голограмм на ЭВМ позволяет совмещать операцию восстановления с другими операциями голографии: распознаванием образов, пространственной фильтрацией, обработкой интерферограмм и др.

Машинный синтез голограмм, в свою очередь, имеет ряд важных применений в голографии: синтезированные голограммы позволяют визуально наблюдать изображения математически заданных объектов и процессов; путем синтеза можно изготавливать голограммы стандартных образов и пространственные фильтры. Особенно перспективным является создание голографических оптических элементов на основе изготовления киноформ [10]. Такие элементы позволяют создавать простые и дешевые оптические приборы нового типа, трудно осуществимые методом традиционной оптики: мультипликаторы изображений, оптические сканаторы с произвольным законом сканирования и др.

Моделирование на ЭВМ всего голографического процесса позволяет довести до численных результатов решения ряда сложных задач теории голографии: определение разрешающей способности, влияние шумов, aberrаций, дискретизация голограмм и др.

При разработке голографических алгоритмов и программ возникает ряд трудностей, связанных с большим объемом перерабатываемой информации и, следовательно, с большой затратой машинного времени. В этой связи ряд исследований направлен на поиски методов расчета, например использование алгоритма быстрого преобразования Фурье [11], и на разработку методов дискретизации и квантования [12—15]. Последние особенно важны для создания экономичных устройств ввода-вывода голографической информации на ЭВМ.

### 6.1. Алгоритм синтеза голограмм сложных объектов

Алгоритм, основанный на прямом вычислении интеграла Кирхгофа. Для объектов сложной формы вычисление поля дифракции на основе строгих методов электродинамики представляет большие математические трудности. Поэтому были разработаны алгоритмы синтеза голограмм сложных объектов, основанные на приближенных методах с использованием интеграла Кирхгофа [16].

Пусть оптические свойства объекта описываются в общем случае комплексной функцией  $t(x, y, z)$ . Тогда, используя интеграл Кирхгофа для квазиоптического случая, поле от объекта можно записать в виде

$$E_{ог}(P) = \int_{(L)} t \frac{\exp[-ikr]}{r} \cos(\hat{n}\hat{r}) dl, \quad (6.1)$$

здесь  $k$  — волновое число;  $P$  — точка наблюдения;  $L$  — поверхность, ограничивающая объект;  $r$  — расстояние от точки наблюдения до точки объекта;  $n$  — нормаль к поверхности.

Для расчета интеграла (6.1) в вычислительной математике применяется ряд методов [17—19], например методы Гаусса, Лонгмана, Филона и метод замены интеграла интегральной суммой. Последний позволяет существенно сократить машинное время. Поэтому в дальнейшем рассматривается только метод интегральных сумм. Согласно этому методу интеграл (6.1) заменяется суммой

$$E_{ог}(P) = \sum_{j=1}^m t_j \frac{\exp[-ikr_j]}{r_j} \cos(\hat{n}_j \hat{r}_j) \Delta l_j. \quad (6.2)$$

Такое представление интеграла имеет наглядный физический смысл: объект моделируется дискретным набором из  $m$  точек, имеющих комплексный коэффициент рассеяния  $t_j$  и находящихся на расстоянии  $r_j$  от точки  $P$  на голограмме. Расстояние между точками на объекте в общем случае изменяется в пределах объекта в зависимости от его сложности. В частном случае оно может быть постоянным (эквидистантное представление объекта). Если при расчете голограммы расстояние между точками объекта выбирать меньше разрешающего интервала голограммы, то при оптическом восстановлении получим сплошное изображение объекта.

В качестве опорной выберем сферическую волну, излучаемую точечным источником, помещенным в точку  $S(x_s, y_s, z_s)$ . Тогда поле опорной волны в произвольной точке  $P$  на голограмме определяется выражением

$$E_S(P) = e_S z_S / r_S^2 \exp[-ikr_S], \quad (6.3)$$

где  $e_S$  — амплитуда опорной волны;  $r_S$  — расстояние от точки  $S$  до точки  $P$ .

Функция интенсивности  $I(P)$  для плоской голограммы имеет вид

$$I(P) = |E_S + E_{ог}|^2 = |E_S|^2 + |E_{ог}|^2 + E_S E_{ог}^* + E_S^* E_{ог}. \quad (6.4)$$

Подставляя в (6.4) выражения (6.2), (6.3) и считая, что голограмма лежит в плоскости  $z = 0$ , получим выражения искомой функции потерения в плоскости голограммы:

$$\begin{aligned} I(x_1, y_1) = & e_S^2 \frac{z_S^2}{r_S^4} + \sum_{j=1}^m |t_j|^2 \cos^2(\hat{n}_j) \Delta l_j^2 + \\ & + 2 \sum_{j=1}^{m-1} \sum_{h=j+1}^m |t_h| |t_j| \cos(\hat{n}_j) \cos(\hat{n}_h) \times \\ & \times \cos k(r_j - r_h + \psi_j + \psi_h) \Delta l_j \Delta l_h + \\ & + 2e_S \frac{z_S}{r_S^2} \sum_{j=1}^m |t_j| \cos(\hat{n}_j) \cos k(r_j - r_S + \psi_j) \Delta l_j, \end{aligned} \quad (6.5)$$

где  $\psi_{j,h}$  — фаза функции  $t$ ;

$$r_s = \sqrt{(x_1 - x_s)^2 + (y_1 - y_s)^2 + z_s^2};$$

$$r_{j,h} = \sqrt{(x_1 - x_{j,h})^2 + (y_1 - y_{j,h})^2 + z_{j,h}^2}; \quad (6.6)$$

$x_{j,h}, y_{j,h}, z_{j,h}$  — координаты точек объекта.

Каждое слагаемое (6.5) формирует некоторое распределение полей в пространстве изображений. Мнимое и действительное изображения формируются последним слагаемым. Остальные слагаемые обуславливают возникновение так называемого нулевого порядка.

При расчете синтезированных голограмм целесообразно производить фильтрацию нулевого порядка, т. е. не учитывать низкочастотные составляющие (1, 2, 3 слагаемые) в выражении (6.5). Поэтому при составлении алгоритма предусмотрена возможность вычисления каждого из слагаемых в отдельности, а также любых их комбинаций как действительных, так и комплексных, что может оказаться полезным при анализе распределений различных составляющих полей в пространстве изображений.

Формулы (6.5) и (6.6) были использованы для составления программы синтеза голограмм сложных объектов на ЭВМ.

На рис. 6.1 приведена структурная схема программы синтеза голограмм на микрооператорах. В блок А0 вводится информация о голографической схеме и ее численные характеристики: апертура голограммы, число точек на голограмме и объекте, длина волны, расстояние от голограммы до объекта, координаты источника опорной волны. Кроме того, задаются логические признаки, определяющие характер сигнального потока (диффузное освещение или плоская волна), число градаций квантования функции интенсивности и признаки варианта расчета комбинаций слагаемых функции интенсивности (6.5)\*.

Блок А1 выбирает набор и последовательность макрооператоров в зависимости от логических признаков. Например, в общем случае реализации моделирования голографического процесса необходимо вычислить все слагаемые функции интенсивности. Тогда после А1 производится вычисление поля от объекта. Для вычисления поля от объекта предварительно в блоке А2 объект задается набором комплексных коэффициентов рассеяния, которые вычисляются либо вводятся при помощи входного устройства УОГ-2 (см. гл. 8). В случае диффузного освещения объекта фаза рассеянной волны моделируется дополнительно датчиком случайных чисел [20]. Далее в блоках А3—А5 производится вычисления суммарного поля объекта для одной из точек на голограмме. Блок А5 обеспечивает выбор шага между точками объекта по заданному закону. После вычисления поля от объекта производится вычисление поля от опорной волны (блок А6). Блок А7 задает, какие слагаемые функции интенсивности (6.5) необходимо вычислить в какой последовательности. В нашем примере необходимо вычисление всех

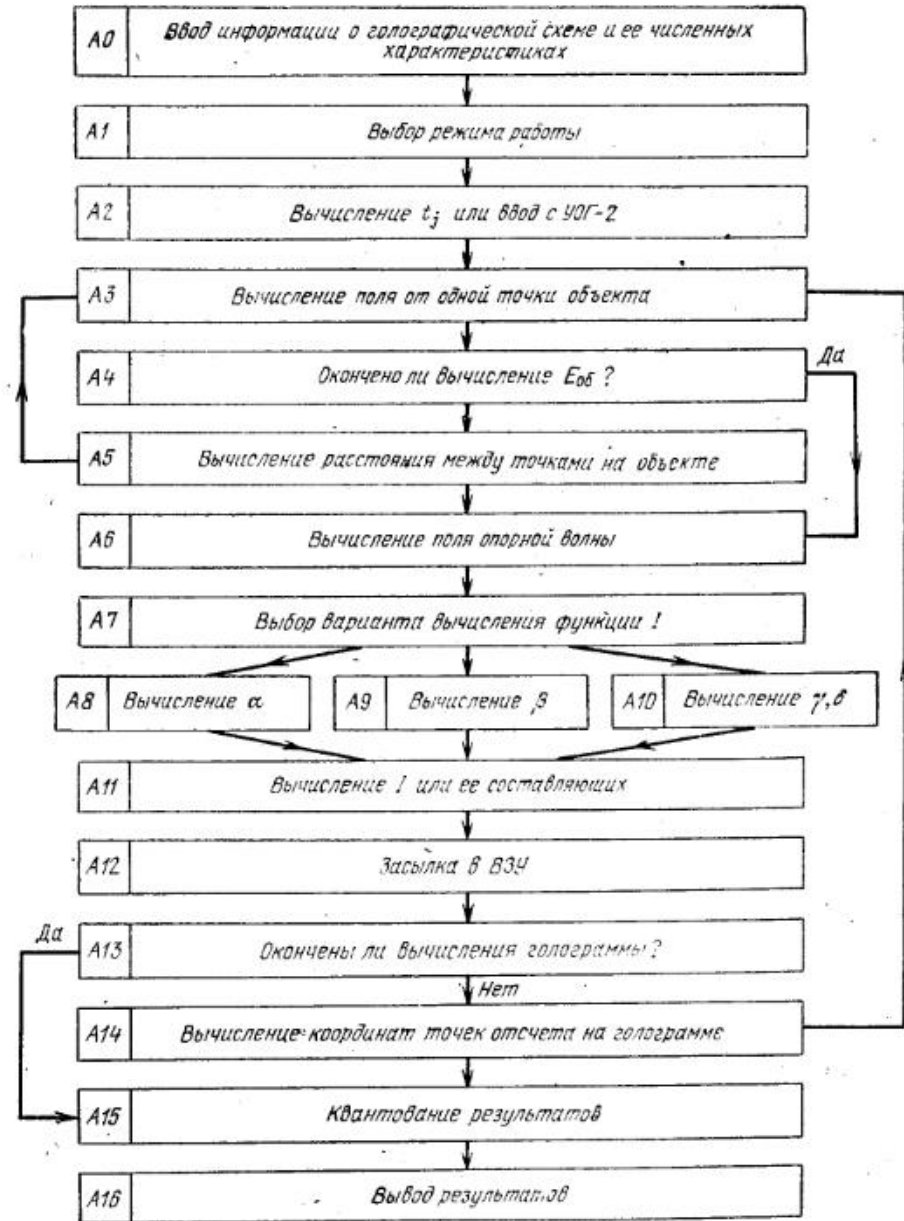


Рис. 6.1. Структурная схема программы синтеза голограмм по методу, основанному на прямом вычислении интеграла Кирхгофа.

\* Отдельные слагаемые (6.5), обозначенные через  $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ , могут комбинироваться в десять вариантов сумм. Каждому из вариантов присвоен свой код.

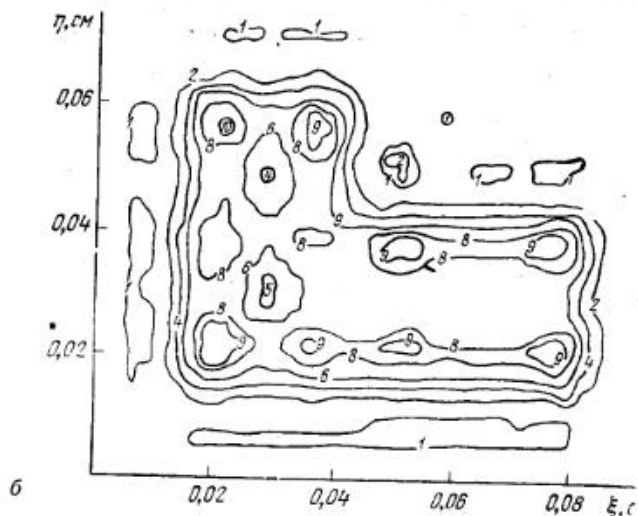
слагаемых функций интенсивности, поэтому в блоках А8, А9, А10 последовательно вычисляются соответствующие составляющие, которые суммируются в блоке А11.

Вычисленное значение функции интенсивности в заданной точке на голограмме посылается во внешнее запоминающее устройство (ВЗУ) (блок А12). Далее, в блоке А13 проверяется условие: во всех ли точках

на голограмме вычислена функция интенсивности, и если нет, то в блоке А14 по заданному закону вычисляются координаты следующей точки на голограмме и повторяется вычисление функции интенсивности в этой точке. После вычисления всей голограммы результат квантуется и выводится на печать, либо в выходное устройство УОГ-2.



а



б

Рис. 6.2. Восстановленные изображения буквы «Г»: а — в оптике; б — на ЭВМ.

По описанной схеме составлена программа синтеза голограмм для ЭЦВМ типа М-20. Объект задается не более 1000 коэффициентами рассеивания, на голограмме функция почернения вычисляется в 8000 точек. Программа использует два МОЗУ и один магнитный барабан. Математическое обеспечение ИС-2. При 1000 элементах на объекте и 1000 точках на голограмме время счета составило 1,5 ч. По разработанной программе были рассчитаны двумерные голограммы некоторых объектов, заданных набором блестящих точек. В качестве иллюстрации на рис. 6.2, а приведено восстановленное оптически с синтезированной голограммы изображение буквы «Г». Для сравнения на рис. 6.2, б приведено изображение, восстановленное на ЭЦВМ с той же

голограммы (алгоритм и программа восстановления описаны в параграфе 6.2), причем число отсчетов на голограмме выбрано равным 400.

**Алгоритм, основанный на использовании Фурье-преобразований.** Основным недостатком описанного алгоритма вычисления голограмм является быстрый рост машинного времени с увеличением числа точек в объекте и на голограмме. Известно, что интеграл Кирхгофа можно представить дискретным преобразованием Фурье (ДПФ) [6]. Это позволяет использовать для вычисления интеграла Кирхгофа алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ) [11], что сокращает число комплексных операций умножения с  $N^2$  (в случае прямого вычисления интеграла Кирхгофа) до  $N \log_2 N$ .

Использование ДПФ для вычисления интеграла Кирхгофа также соответствует физическому представлению объекта дискретным набором точек. Применение ДПФ, однако, ограничивает представление объекта только эквидистантно расположенными точками. Используя ДПФ при вычислении синтезированных голограмм для уменьшения машинного времени, целесообразно рассматривать три алгоритма вычисления поля от объекта в плоскости голограммы в зависимости от области дифракции, в которую мы помещаем голограмму.

**Приближение Фраунгофера.** Расчет дифракционной картины существенно упрощается в случае приближения Фраунгофера, т. е. когда согласно [21]  $z \gg k(x^2 + y^2)_{\max}$ . Для уточнения этого неравенства воспользуемся критерием Марешала [22], который связывает искажения волнового фронта с качеством изображения. Для нашего случая использование этого критерия приводит к неравенству

$$z \geq 5k(x^2 + y^2)_{\max}, \quad (6.7)$$

здесь  $z$  — расстояние от некоторой плоскости, проходящей внутри объекта, до плоскости голограммы;  $x, y$  — координаты точек в этой плоскости объекта. В этом случае, представляя объект набором плоскостей, дискретно расположенных по глубине, полагаем, что дифракционное поле от объекта равно сумме дифракционных полей от всех плоскостей. Взаимным влиянием полей между плоскостями при этом пренебрегаем.

Интеграл Кирхгофа от одной из плоскостей преобразуется в приближении Фраунгофера к виду

$$E_{o6}(P) = \frac{\exp(-ikz) \exp\left[-i \frac{k}{2z}(x_1^2 + y_1^2)\right]}{z} \times \int \int_{(L)} t(x, y) \exp\left[i \frac{k}{z}(xx_1 + yy_1)\right] dx dy, \quad (6.8)$$

где  $x_1, y_1$  — координаты точки  $P$  на голограмме. Представляя этот интеграл в виде интегральной суммы (для расчета на ЭВМ), получим

следующую формулу для вычисления поля на голограмме от одной плоскости объекта

$$E_{o5}(P) = \frac{\exp(-ikz) \exp[-i(k/2z)(x_1^2 + y_1^2)]}{z} \times \\ \times \sum_{h=1}^m \sum_{j=1}^n t(h \Delta x, j \Delta y) \exp\left[i \frac{k}{z} (h \Delta x x_1 + j \Delta y y_1)\right] \Delta x \Delta y, \quad (6.9)$$

где  $m$  и  $n$  — число точек на объекте по осям  $x$  и  $y$  соответственно.

Это выражение представляет собой дискретное преобразование Фурье, которое эффективно обрабатывается на ЭВМ при помощи алгоритма БПФ. Затем, произведя суммирование полей от различных сечений объекта, получим поле от объекта в плоскости голограммы.

Вычисляя функцию интенсивности по (6.4) от поля референтной волны (6.3) и от поля объекта (6.9), получим значение функции интенсивности от объекта, находящегося в Фраунгоферовой зоне.

**Приближение Френеля.** В случае приближения Френеля расстояние от плоскости голограммы до объекта, с учетом критерия Марешаля, должно удовлетворять неравенству

$$\sqrt{2k[(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2]_{\max}^2} \leq z < 5k(x^2 + y^2)_{\max}. \quad (6.10)$$

Представляя объект, как и в предыдущем случае, в виде набора плоскостей, расположенных по глубине, будем вычислять дифракционное поле от объекта в виде суммы дифракционных полей от всех плоскостей. Интеграл Кирхгофа от одной из плоскостей преобразуется в приближении Френеля к виду

$$E_{o51}(P) = \frac{\exp(-ikz) \exp\left[-i \frac{k}{2z} (x_1^2 + y_1^2)\right]}{z} \times \\ \times \int_{(L)} \left\{ t(x, y) \exp\left[-i \frac{k}{2z} (x^2 + y^2)\right] \right\} \times \\ \times \exp\left[i \frac{k}{z} (x_1 x + y_1 y)\right] dx dy. \quad (6.11)$$

Преобразуя это выражение и заменяя интеграл суммой, получим

$$E_{o5}(P) = \frac{\exp(-ikz)}{z} \exp\left[-i \frac{k}{2z} (x_1^2 + y_1^2)\right] \times \\ \times \sum_{h=1}^m \sum_{j=1}^n \left\{ t(h \Delta x, j \Delta y) \exp\left[-i \frac{k}{2z} [(h \Delta x)^2 + (j \Delta y)^2]\right] \exp\left[i \frac{k}{z} (h \Delta x x_1 + j \Delta y y_1)\right] \Delta x \Delta y \right\}. \quad (6.12)$$

• Выражение (6.12) представляет собой двумерное ДПФ от матрицы  $t_{h,j}$ , умноженной на множитель  $\varphi = \exp[-(ik/2z)(h\Delta x)^2 + (j\Delta y)^2]$ , т. е., как и в предыдущем случае, для вычисления поля от одной плоскости объекта на голограмме достаточно однократного применения БПФ.

**Случай ближней зоны дифракции.** Этому случаю соответствует

$$z < \sqrt{2k[(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2]_{\max}^2}. \quad (6.13)$$

Представим объект набором плоскостей и, считая, что функция рассеивания  $t$  равна 0 за пределами области  $L$ , распространим область интегрирования на всю плоскость  $x, y$ . Тогда интеграл Кирхгофа преобразуется к виду

$$E_{o5}(P) = \iint_{\infty} t(x, y) \frac{\exp[-ikr]}{r} \cos(\hat{n}r) dx dy, \quad (6.14)$$

$$r = \sqrt{(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + z^2},$$

где  $x_1, y_1$  — координаты точки на голограмме.

Выражение (6.14) представляет собой свертку двух функций:  $t(x, y)$  — комплексной функции рассеивания в плоскости  $x, y$ , и функции  $q(x - x_1, y - y_1) = (\exp[-ikr]/r) \cos(\hat{n}r)$ .

Для вычисления воспользуемся теоремой о Фурье-образе свертки [23]:

$$F^1(E_{o5}) = F^1(t)F^1(q). \quad (6.15)$$

Здесь  $F^1$  — означает прямое преобразование Фурье. Для вычисления Фурье-образов функций  $t(x, y)$  и  $q(x - x_1, y - y_1)$  необходимо представить их в виде матриц комплексных чисел, а затем вычислять ДПФ, используя алгоритм БПФ. Затем по формуле (6.15) вычисляется Фурье-образ поля от объекта на голограмме. Далее, используя алгоритм обратного БПФ, легко определить поле от объекта на голограмме:

$$E_{o5}(x_1, y_1) = F^{-1}[F^1(t)F^1(q)]. \quad (6.16)$$

Поле референтной волны определяется выражением (6.3). Голограмма вычисляется, как и в предыдущих случаях, по формуле (6.4).

Формулы (6.3), (6.4), (6.9), (6.12), (6.15), (6.16) положены в основу алгоритма расчета синтезированных голограмм. На рис. 6.3 представлена структурная схема программы в макрооператорах [24] ПС-2. Действие блоков БО—БЗ аналогично действию блоков АО—АЗ в программе синтеза, описанной ранее, т. е. в блок БО вводится информация о голографической схеме, блок Б1 выбирает набор и последовательность макрооператоров; в блоке Б2 происходит вычисление комплексных коэффициентов рассеивания, либо ввод их в ЭВМ при помощи входного устройства УОГ-2.

В блоке БЗ по формулам (6.7), (6.13), (6.10) определяется зона дифракции, в которой находится голограмма, и в зависимости от этого выбирается метод расчета.

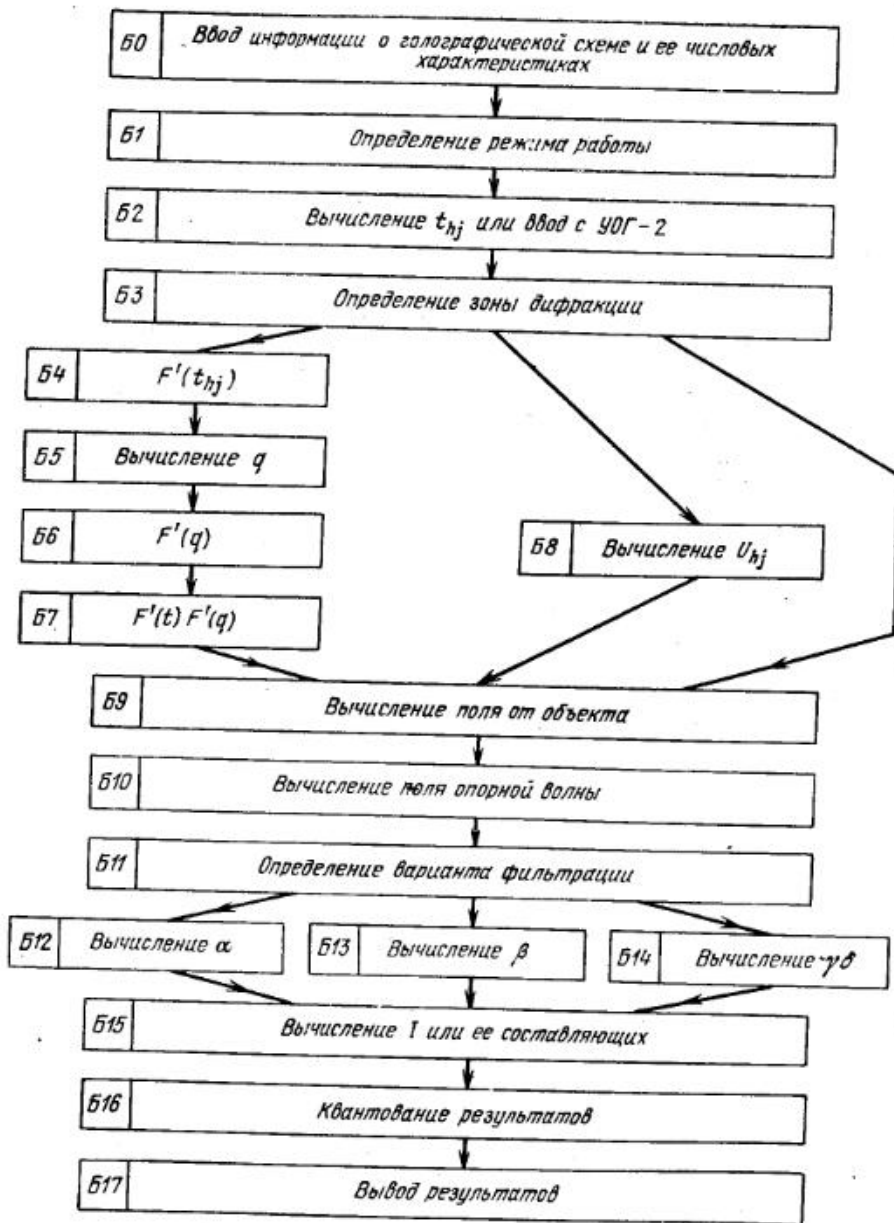


Рис. 6.3. Структурная схема программы синтеза голограмм с использованием Фурье-преобразователей.

В блоках Б4—Б7 и Б9 вычисляются поля от объекта в случае, если голограмма находится в ближней зоне дифракции. В блоках Б8 и Б9 — в случае приближения Френеля.

В случае приближения Фраунгофера достаточно работы только блока Б9. В блоках Б4, Б6, Б9 осуществляется двумерное преобразование Фурье с использованием стандартной программы БПФ [25].

После вычисления поля от объекта производится вычисление поля опорной волны (блок Б10). Блок Б11 аналогично блоку А7 определяет, какие слагаемые функции интенсивности необходимо вычислить. В блоках Б12—Б14 вычисляются различные слагаемые функции интенсивности, которые суммируются в блоке Б15. Затем, в случае необходимости, результаты расчета квантуются в блоке Б16 и выводятся (блок Б17) на печать, либо на фотобумагу при помощи выходного устройства УОГ-2.

По описанной структурной схеме была составлена программа синтеза голограмм для ЭЦВМ типа М-20. Объект задан не более 32 768 комплексными коэффициентами рассеивания, на голограмме функция почернения вычислена максимально также в 32 768 точках. Программа использует одно МОЗУ, четыре барабана, две магнитные ленты и математическое обеспечение ИС-2. При расчете голограммы в ближней зоне дифракции при максимальных размерах объекта и голограммы время расчета составило 2,5 ч.

## 6.2. Алгоритм восстановления голограмм

Алгоритм с использованием прямого вычисления интеграла Кирхгофа. Для расчета восстановленного изображения воспользуемся интегралом Кирхгофа [26]

$$E_{\Sigma}(\xi, \eta, \zeta) = e_{S_1} z_{S_1} \int_0^{a_x} \int_0^{a_y} I(x_1, y_1) \frac{\exp[-ik(r_{S_1} + r_1)]}{r_{S_1}^2 r_1} \times \\ \times \cos(n_1 \hat{r}_1) dx_1 dy_1, \quad (6.17)$$

здесь  $a_x, a_y$  — апертура голограммы по  $x$  и  $y$  соответственно;  $e_{S_1}$  — амплитуда точечного источника восстанавливающей волны, расположенного в точке  $S_1(x_{S_1}, y_{S_1}, z_{S_1})$ ;

$$r_{S_1} = \sqrt{(x_1 - x_{S_1})^2 + (y_1 - y_{S_1})^2 + z_{S_1}^2}; \quad (6.18)$$

$$r_1 = \sqrt{(x_1 - x_0 - \xi)^2 + (y_1 - y_0 - \eta)^2 + (z_0 - \zeta)^2};$$

$n_1$  — нормаль к поверхности голограммы;  $\xi, \eta, \zeta$  — координаты точки наблюдения в системе с началом координат в точке  $(x_0, y_0, z_0)$ , выбираемым в пределах ожидаемого расположения объекта.

Поле  $E_{\Sigma}$  — это суммарное поле, формируемое голограммой в области действительного изображения.

Для практических задач в большинстве случаев наиболее важна количественная обработка мнимого изображения (определение границ объекта, его структуры и др.), представляющего собой неискаженный образ объекта. Для расчета поля в области мнимого изображения достаточно в (6.17) заменить знак при  $r_1$  на обратный.

Для расчета на ЭВМ подынтегральная функция (6.17) дискретизируется, т. е. непрерывная голограмма заменяется решеткой. Для эквивалентной плоской голограммы, расположенной в плоскости  $z = 0$ , координаты точек отсчета определяются следующим образом:

$$x_1 = q_x \delta_x, \quad y_1 = q_y \delta_y, \quad q_{x,y} = 1, 2, 3, \dots, Q_{x,y}, \quad Q_{x,y} = a_{x,y} / \delta_{x,y},$$

где  $\delta_{x,y}$  — шаг решетки по осям  $x$  и  $y$ . Возможен также любой другой закон выбора точек отсчета по голограмме.

После замены интегрирования суммированием интеграл (6.17) преобразуется к виду

$$E_{\Sigma} = e_{s_1} r_{s_1} \sum_{q_x=1}^{Q_x} \sum_{q_y=1}^{Q_y} I(q_x \delta_x, q_y \delta_y) \times \frac{\exp[-ik(r_{s_1} + r_1)]}{r_{s_1}^2 r_1} \cos(n_1 \hat{r}_1) \delta x \delta y. \quad (6.19)$$

Формулы (6.18), (6.19) использованы для составления алгоритма расчета восстановленного изображения на ЭВМ. На рис. 6.4 изображена структурная схема программы восстановления голограммы в макрооператорах.

Блок В0 осуществляет ввод численных характеристик голографической схемы: апертуру голограммы, координаты источника восстанавливающей волны, число точек на голограмме и в изображении, координаты изображения. Область, в которой вычисляется восстановленное изображение, зависит от расстояния между выборками на голограмме и определяется условиями, сформулированными в 6.4. В блок В1 вводятся значения функции почернения  $I(x_1, y_1)$ . Ввод осуществляется либо с перфокарт, либо при помощи входного устройства УОГ-2.

После ввода для улучшения качества изображения функции почернения в память ЭВМ в блоке В2 происходит амплитудная фильтрация, т. е. производится операция

$$I_1(x_h, y_j) = I(x_h, y_j) - 0,5 [I_{\max}(x_h, y_j) + I_{\min}(x_h, y_j)]. \quad (6.20)$$

Это позволяет существенно уменьшить интенсивность нуль-порядка и убрать вуаль, образующуюся в результате фотообработки.

В блоке В3 по заранее заданному закону вычисляются координаты точек отсчета на голограмме. Затем в блоке В4 вычисляется поле в плоскости за голограммой, т. е. значение функции интенсивности умножается на поле восстанавливающей волны. В блоке В5 вычисляется  $E_{\Sigma}$  в одной точке изображения.

В блоке В6 проверяется условие: во всех ли точках изображения вычислено  $E_{\Sigma}$ , если не во всех, то действие блоков В5—В6 повторяется; если вычисления окончены, то в блоке В7 формируются массивы амплитуды и фазы поля, и после нормализации в блоке В8 результаты выводятся на печать или выходное устройство УОГ-2 в блоке В9.

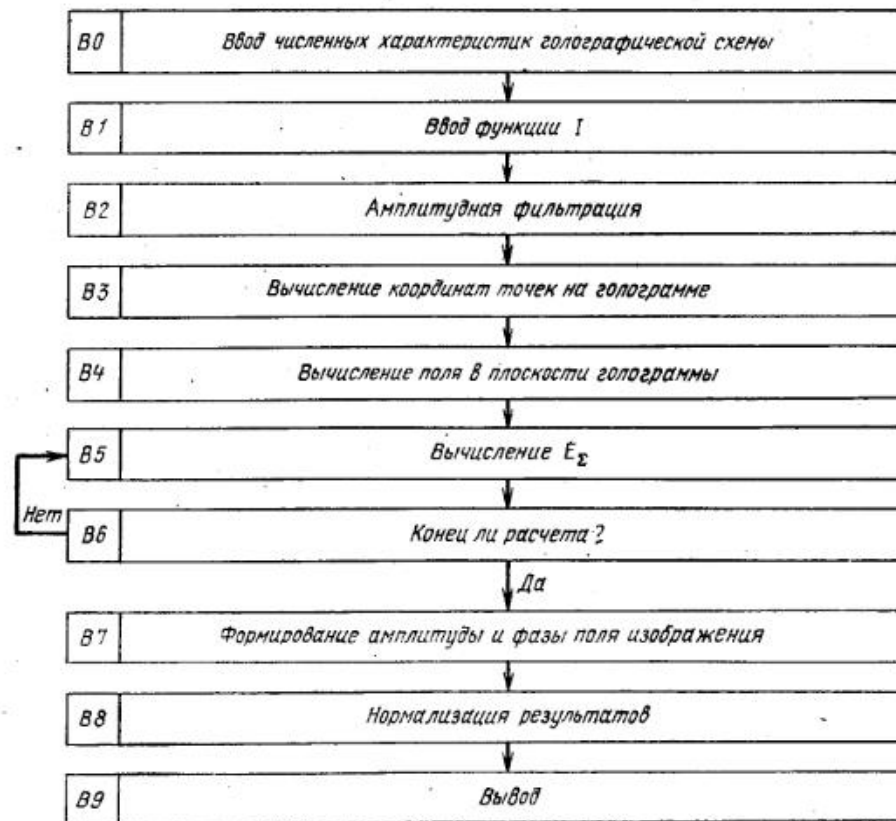


Рис. 6.4. Структурная схема программы восстановления голограммы с использованием прямого вычисления интеграла Кирхгофа.

По данной схеме была составлена программа восстановления голограмм для ЭЦВМ типа М-20. Голограмма задается матрицей не более 8000 точек отсчета, изображение вычисляется максимально в 6000 точек. Программа использует два МОЗУ и один магнитный барабан и математическое обеспечение ИС-2. При восстановлении голограммы, состоящей из 1000 элементов, в 1000 точек изображения время расчета составило 1,5 ч.

По разработанной программе было вычислено восстановленное мнимое изображение плоского объекта («подковы») с СВЧ голограммы, состоящей из  $28 \times 28$  элементов (рис. 6.5).



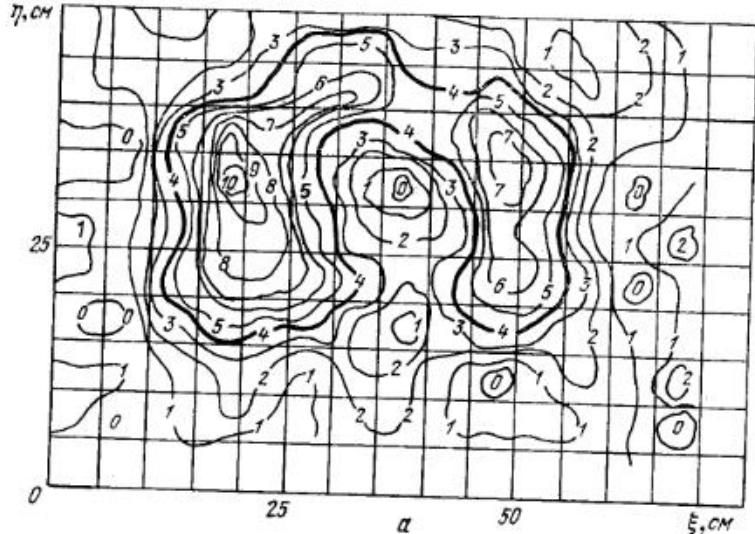
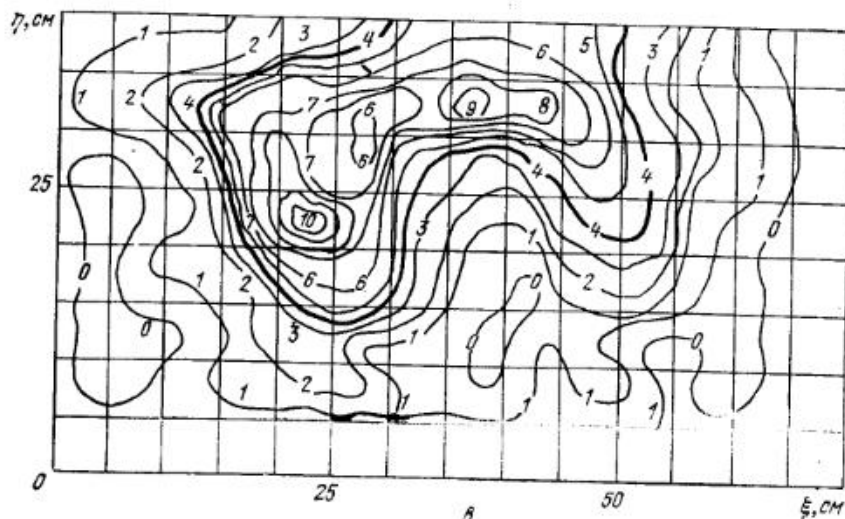


Рис. 6.5. Изображение, восстановленное на ЭВМ с СВЧ голограммы (а), голографируемый объект (б), изображение, восстановленное оптически (в).



**Алгоритм восстановления голограмм с использованием Фурье-преобразования.** Используя ДПФ при вычислении восстановленного изображения для сокращения машинного времени, имеет смысл рассматривать, как и в случае вычисления синтезированных голограмм, три алгоритма восстановления в зависимости от той области дифракции, в которой рассчитывается восстановленное изображение.

В случае, когда изображение находится в зоне Фраунгофера, поле восстановленного изображения вычисляется по формуле

$$E_{\Sigma} = \frac{\exp(-ikz_0) \exp\left\{-i \frac{k}{2z_0} [(x_0 - \xi)^2 + (y_0 - \eta)^2]\right\} e_{S_1} z_{S_1}}{z_0} \times$$

$$\times \sum_{q_x=1}^{Q_x} \sum_{q_y=1}^{Q_y} I(q_x \delta_x, q_y \delta_y) \frac{\exp(-ikr_{S_1})}{r_{S_1}^2} \times$$

$$\times \exp\left\{i \frac{k}{z_0} [(x_0 - \xi) q_x \delta_x + (y_0 - \eta) q_y \delta_y]\right\} \delta_x \delta_y, \quad (6.21)$$

т. е. представляет собой ДПФ функции почернения, умноженной на восстанавливающую волну.

Когда изображение находится в зоне Френеля, интеграл Кирхгофа после замены его интегральной суммой преобразуется к виду

$$E_{\Sigma} = \frac{\exp[-ik(z_0 - \xi)]}{(z_0 - \xi)} \exp\left\{-i \frac{k}{(z_0 - \xi)} [(x_0 - \xi)^2 + (y_0 - \eta)^2]\right\}$$

$$\times \sum_{q_x=1}^{Q_x} \sum_{q_y=1}^{Q_y} U_{q_x q_y} \exp\left\{i \frac{k}{(z_0 - \xi)} \times\right.$$

$$\left. \times [q_x \delta_x (x_0 - \xi) + q_y \delta_y (y_0 - \eta)]\right\} \delta_x \delta_y, \quad (6.22)$$

где

$$U_{q_x q_y} = I(q_x \delta_x, q_y \delta_y) \exp\left\{-i \frac{k}{2(z_0 - \xi)} [(q_x \delta_x)^2 + (q_y \delta_y)^2]\right\} \times$$

$$\times \frac{e_{S_1} z_{S_1} \exp[-ikr_{S_1}]}{r_{S_1}^2}.$$

Выражение (6.22) является ДПФ функции  $U_{q_x q_y}$  и вычисляется с использованием алгоритма БПФ.

В том случае, когда изображение расположено в ближней зоне голограммы, необходимо воспользоваться теоремой о Фурье-образе

свертки и вычислить интеграл Кирхгофа, как свертку функции почернения, умноженную на восстанавливающую волну с функцией

$$q[x_1 - (x_0 - \xi), y_1 - (y_0 - \eta)] = \frac{\exp[ikr_1]}{r_1} \cos(\hat{n}_1 r_1),$$

$$F^1(E_\Sigma) = F^1(IE_b) F^1(q), \quad (6.23)$$

$$F_\Sigma = F^{-1}[F^1(IE_b) F^1(q)]. \quad (6.24)$$

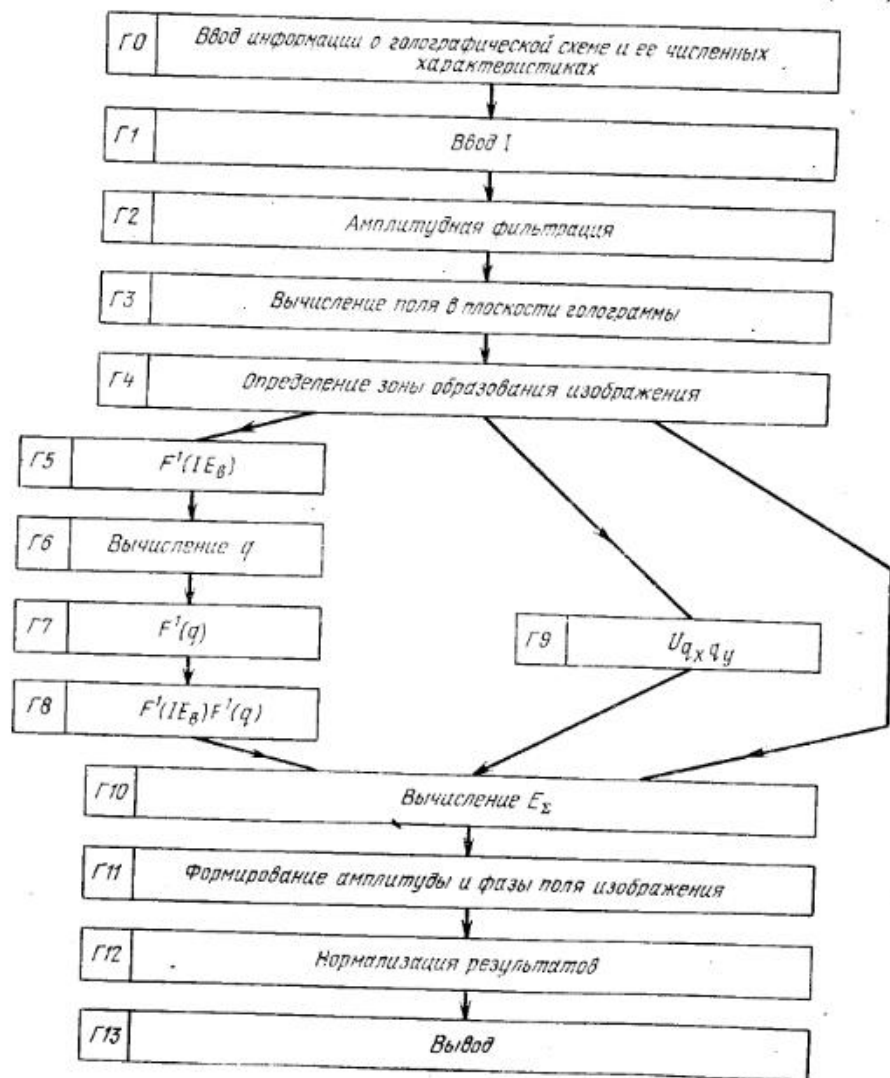


Рис. 6.6. Структурная схема программы восстановления голограмм с использованием Фурье-преобразования.

Формулы (6.21)—(6.24) положены в основу алгоритма восстановления голограмм на ЭВМ. На рис. 6.6 изображена структурная схема программы восстановления голограмм в макрооператорах [24] ПВ-2.

В блоках Г0—Г2, как и в блоках В0—В2, в программе восстановления, описанной ранее, осуществляется следующее: в Г0 — ввод информации по голографической схеме, в Г1 — ввод функции интенсивности  $I(x_1, y_1)$  при помощи входного устройства УОГ-2, в Г2 — амплитудная фильтрация функции интенсивности по формуле (6.20). В блоке Г3 вычисляется поле за голограммой, т. е. функция почернения умножается на поле восстанавливающей волны. Далее в блоке Г4 по (6.7), (6.10) и (6.13) и по голографической схеме определяется зона образования изображения и выбирается соответствующая программа вычисления поля от голограммы. В случае ближней зоны дифракции  $E_\Sigma$  вычисляется в блоках Г5—Г10, в тех случаях, когда изображение находится в зоне Френеля,  $E_\Sigma$  вычисляется в блоках Г9, Г10, в приближении Фраунгофера  $E_\Sigma$  вычисляется непосредственно в блоке Г10. В блоках Г5, Г7, Г10 осуществляется прямое или обратное двумерное преобразование [Фурье, вычисляемое при помощи стандартной программы БПФ [25].

После вычисления изображения  $E_\Sigma$  в блоке Г11 формируются массивы амплитуды и фазы, которые после нормализации в блоке Г12 выводятся в блоке Г13 на печать или на выходное устройство УОГ-2. В выходном устройстве УОГ-2 фаза выводится в виде линий равного уровня, а амплитуда — в виде фотографии.

По приведенной на рис. 6.6 структурной схеме была составлена программа для ЭЦВМ типа М-20. Голограмма задается матрицей не более 32 768 значений функции интенсивности, изображение вычисляется максимально в 32 768 точках. Программа использует одно МОЗУ, четыре магнитных барабана и две магнитные ленты, математическое обеспечение ИС-2. Время расчета при восстановлении максимальной голограммы в ближней зоне составляет 2,5 ч.

### 6.3. Алгоритм моделирования голографического процесса на ЭВМ

Алгоритм моделирования голографического процесса на ЭВМ базируется на описанных алгоритмах синтеза и восстановления голограмм. Восстановление на ЭВМ синтезированных голограмм необходимо для оценки влияния различных параметров на качество восстановленного изображения; это обусловило строение алгоритма.

На структурной схеме рис. 6.7 блоки I и II представляют собой стандартные программы синтеза и восстановления голограмм, описанные в предыдущих разделах. Блоки Ф1, Ф2, Ф3 представляют собой программы, моделирующие указанные в них физические процессы и позволяющие исследовать их влияние на голографический процесс. При исследовании влияния различных факторов на качество восстановленного изображения очень важно иметь возможность рассчитать значения различных составляющих полей в области формирования изображения.

Если функция  $I$  представлена выражением (6.5), то  $E_{\Sigma}$  в области фокусировки мнимого изображения можно представить в виде

$$E_{\Sigma} = E + R_1 + R_2 + R_3 + R_4, \quad (6.25)$$

где

$$E = \varepsilon_S^2 z_S^2 \sum_{q_x=1}^{Q_x} \sum_{q_y=1}^{Q_y} \sum_{j=1}^m \frac{t_j \exp[-ik(r_j - r_1)]}{r_S^4 r_1} \times \\ \times \cos(\hat{n}r_j) \cos(\hat{n}r) \cos(n_1 \hat{r}_1) \delta_x \delta_y; \\ R_1 = \varepsilon_S z_S \sum_{q_x=1}^{Q_x} \sum_{q_y=1}^{Q_y} \left( \frac{\varepsilon_S^2 z_S^2}{r_S^4 r_1} + \sum_{j=1}^m \frac{|t_j|^2 \cos^2(\hat{n}r_j) \cos(n_1 \hat{r}_1)}{r_S^2 r_1} \right) \times \\ \times \exp[-ik(r_S - r_1)] \delta_x \delta_y; \quad (6.26)$$

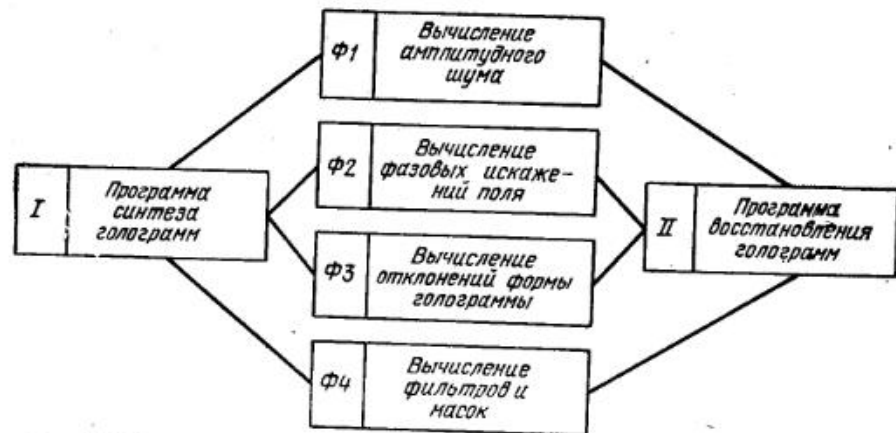


Рис. 6.7. Структурная схема алгоритма моделирования голографического процесса.

$$R_2 = \varepsilon_S^2 z_S^2 \sum_{q_x=1}^{Q_x} \sum_{q_y=1}^{Q_y} \sum_{j=1}^m \frac{t_j \exp[-ik(r_1 - r_j + 2r_S)]}{r_S^4 r_1} \times$$

$$\times \cos(\hat{n}r_j) \cos(\hat{n}r) \cos(n_1 \hat{r}_1) \delta_x \delta_y;$$

$$R_3 = \varepsilon_S z_S \sum_{q_x=1}^{Q_x} \sum_{q_y=1}^{Q_y} \sum_{j=1}^{m-1} \sum_{h=j+1}^m \frac{t_j t_h \exp[-ik(r_j - r_h + r_S - r_1)]}{r_S^3 r_1} \times$$

$$\times \cos(\hat{n}r_j) \cos(\hat{n}r_h) \cos(n_1 \hat{r}_1) \delta_x \delta_y;$$

$$R_4 = \varepsilon_S z_S \sum_{q_x=1}^{Q_x} \sum_{q_y=1}^{Q_y} \sum_{j=1}^{m-1} \sum_{h=j+1}^m \frac{t_j t_h \exp[-ik(r_h - r_j + r_S - r_1)]}{r_S^3 r_1} \times$$

$$\times \cos(\hat{n}r_j) \cos(\hat{n}r_h) \cos(n_1 \hat{r}_1) \delta_x \delta_y.$$

В (6.25)  $E$  является мнимым изображением объекта, функции  $R_1$  и  $R_2$  представляют собой соответственно поля нулевого порядка и комплексно-сопряженного изображения. Функции  $R_3$  и  $R_4$  характеризуют комплексно-сопряженные поля, возникающие в результате взаимной интерференции поля от различных точек объекта в плоскости голограммы.

В разд. 6.1, 6.2 описаны две программы синтеза и две программы восстановления голограмм. В программе моделирования голографического процесса можно использовать любую из этих программ. Очевидно, что при моделировании неэквидистантных или неплоских голограмм можно применять только программы, основанные на прямом вычислении интеграла Кирхгофа. Количество точек в объекте, на голограмме и в изображении при моделировании голографического процесса определяется используемыми программами синтеза и восстановления голограмм.

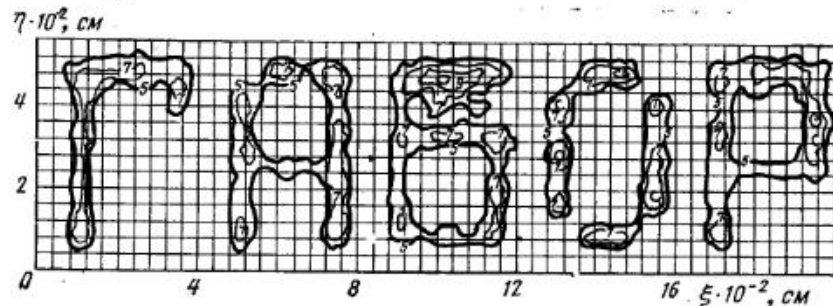


Рис. 6.8. Изображение слова «Габор», восстановленное на ЭВМ с синтезированной голограммы.

В качестве иллюстрации на рис. 6.8, 6.9 приведены примеры моделирования голографического процесса с использованием программ синтеза и восстановления, основанных на прямом вычислении интеграла Кирхгофа (рис. 6.8), и с использованием представления интеграла Кирхгофа через ДПФ (рис. 6.9).

В первом случае в качестве объекта выбрано слово «Габор». Каждая буква представлена соответствующим набором блестящих точек, интервал между которыми выбирался меньше разрешаемого. На голограмме выбиралось 1200 точек, в изображении поле вычислялось в 3000 точках.

На рис. 6.9, а представлен объект, который был введен в ЭВМ при помощи устройства УОГ-2, объект — диффузноотражающий. На рис. 6.9, б дано восстановленное изображение, полученное при моделировании голографического процесса на электронно-вычислительной машине. На голограмме и на восстановленном изображении выбралось  $128 \times 128$  точек отсчета.

Сравним эти два алгоритма моделирования голографического процесса. Несомненным преимуществом представления интеграла Кирхгофа через ДПФ, позволяющего использовать алгоритм БПФ, является существенное ускорение обработки больших массивов информации.

Необходимо отметить два основных недостатка использования алгоритма БПФ. Во-первых, непременным условием применения алгоритма БПФ является равенство числа отсчетов, например, при восстановлении на голограмме и в изображении. Это приводит к большому расстоянию между выборками в изображении, что часто неудобно при анализе изображений. Этот недостаток можно устранить, увеличивая голограмму до необходимых размеров отсчетами, в которых функция интенсивности равна нулю, при этом, однако, увеличивается машинное время. Во-вторых, применение алгоритма БПФ требует эквидистантности отсчетов, что делает этот алгоритм трудно применимым для обработки неэквидистантных и неплоских голограмм.

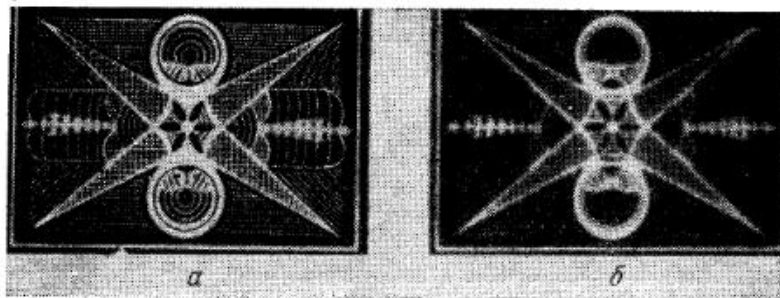


Рис. 6.9. Объект (а), восстановленное изображение (б).

Алгоритм моделирования голографического процесса, основанный на прямом вычислении интеграла Кирхгофа, свободен от этих недостатков, что делает его удобным инструментом для анализа голографического процесса. Однако он требует значительного машинного времени при большом объеме обрабатываемой информации.

Рассмотрим пример применения этого алгоритма для определения влияния изгиба голограммы на качество восстановленного изображения. Приведем результаты исследования простейшего и практически наиболее важного случая изгиба голограммы по окружности с раскрытием, не превышающим диаметр окружности\*). При этом предполагаем, что объект расположен от голограммы на расстоянии, превышающем ее радиус [31].

Примем, что поверхность голограммы представляет собой бесконечный цилиндр радиуса  $R$ , образующая которого совпадает с осью  $z$ , а раскрытие  $a$  ограничено по оси  $x$ . Центр кривизны находится на оси  $y$  в точке  $c$  и может располагаться как в верхней, так и в нижней полуплоскости (рис. 6.10). Тогда функция интенсивности в произвольной точке  $M(x, y)$ , на голограмме для объекта  $P$  и опорного источника  $S$ ,

\*) Круговые голограммы (с углом обзора изображения объекта  $360^\circ$ ) здесь не рассматриваются.

представляющих собой бесконечные светящиеся линии, когерентно излучающие электромагнитные волны длиной  $\lambda$ , имеет вид:

$$I(l) = R^{-1} \{ |E_P|^2 \cos^2 \alpha_P / kr_P + |E_S|^2 \cos^2 \alpha_S / kr_S + (2 |E_P| |E_S| / k \sqrt{r_P r_S}) \cos \alpha_P \cos \alpha_S \cos [k(r_P - r_S)] \}, \quad (6.26)$$

где  $r_P = \sqrt{(x - x_P)^2 + (y - y_P)^2}$ ;  $r_S = \sqrt{(x - x_S)^2 + (y - y_S)^2}$ ;  $\alpha_P = \gamma - \varphi$ ;  $\alpha_S = \gamma - \psi$ ;  $x = R \sin \gamma$ ;  $y = R - R \cos \gamma$ ;  $\sin \varphi = (x - x_P) / r_P$ ;  $\sin \psi = (x - x_S) / r_S$ ,  $k = 2\pi / \lambda$ ;  $\gamma = l / R$ . Здесь  $l$  — длина дуги, отсчитываемая вдоль голограммы от начала координат, причем  $l$  берется со знаком плюс справа и со знаком минус слева от начала координат;  $\gamma$  — угол между осью  $y$  и радиусом голограммы  $R$ , проведенным в точку  $M$ ;  $\varphi$  и  $\psi$  — углы между осью  $y$  и прямыми  $PM$  и  $SM$ ;  $\alpha_P$  и  $\alpha_S$  — углы между векторами поля цилиндрических волн  $E_P$  либо  $E_S$  и касательной к голограмме  $\tau$  (рис. 6.10).

При моделировании голографического процесса в тех случаях, когда голограмма имеет неплоскую форму, целесообразно выбирать различные расстояния между точками выборки голограмм. Поэтому необходимо провести анализ изменения пространственной частоты интерференционных полос в случае цилиндрических голограмм. Пространственная частота интерференционных полос на голограмме, определяемая производной аргумента функции в (6.26), описывается выражением [31].

$$\Delta F(l) = \lambda^{-1} [(\sin \varphi - \sin \psi) \cos l/R - (\cos \varphi - \cos \psi) \sin l/R]. \quad (6.27)$$

В случае плоской голограммы ( $R \rightarrow \infty$ ) (6.41) приводится к виду

$$\Delta F(l) = \lambda^{-1} (\sin \varphi_0 - \sin \psi_0), \quad (6.27a)$$

т. е. к формуле, описывающей случай интерференции двух плоских волн.

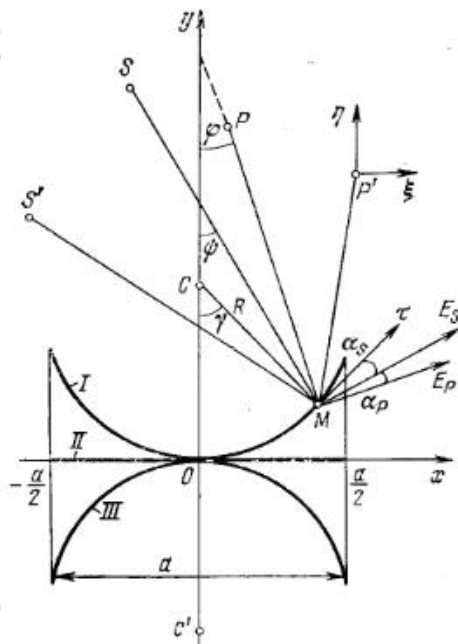


Рис. 6.10. Голографическая схема.

Следует отметить, что для цилиндрических голограмм реальная апертура ограничена величиной  $a_{\text{макс}}$ , при которой один из интерферирующих лучей становится касательным к поверхности голограммы.

На примере двух светящихся точек  $P$  и  $S$ , расположенных на положительной оси  $y$  вне окружности радиуса  $R$ , определим максимальную величину апертуры для вогнутой (I,  $y_c = R$ ) и выпуклой голограмм (III,  $y_c = -R$ ), изображенных на рис. 6.11.

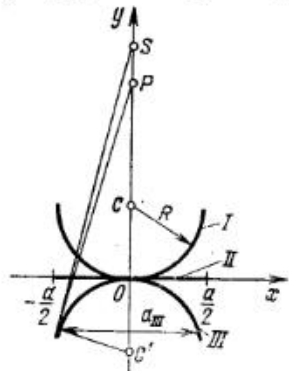


Рис. 6.11. К определению максимальной апертуры цилиндрической голограммы.

Пусть плоская голограмма (II,  $y_c = \infty$ , рис. 6.11) имеет раскрыв  $a_{II} = 2R$  и раскрывы голограмм I и III не превышают  $2R$ . В этом случае максимальная длина дуги  $l_{\text{макс}}$  для голограммы I равна половине окружности, так как интерференция двух лучей имеет место во всех точках полуокружности. Для голограммы III  $l_{\text{макс}}$  определяется из условия касания полуокружности интерферирующим лучом из точки  $P$  ( $y_P < y_S$ ).

После несложных вычислений получим следующее выражение для хорды, стягивающей дугу  $l_{\text{макс}}$  голограммы III:

$$a_{III\text{макс}} = [R/(y_P + R)] \sqrt{y_P^2 + 2y_P R}. \quad (6.28)$$

Из (6.28) видно, что при симметричном расположении светящихся точек относительно центра голограммы реальная апертура цилиндрической выпуклой голограммы (типа III) меньше максимальной вогнутой апертуры (I), равной  $2R$ .

Расчет пространственной частоты интерференционных полос для цилиндрической и плоской голограмм по формулам (6.27) и (6.27 а) показал, что цилиндрические голограммы позволяют уменьшать пространственную частоту интерференционных полос на голограмме, и, что особенно существенно для некоторых практических применений, в таких голограммах максимум пространственной частоты смещается к центру голограммы.

В качестве примера на рис. 6.12 и 6.13 приведены кривые  $\lambda \Delta F$  ( $l/0,5a$ ), где  $a$  — максимальный раскрыв цилиндрической голограммы. Все приведенные кривые рассчитаны для цилиндрического ( $y_S/y_P = 1,2$  и  $1,5$ ) и плоского ( $y_S/y_P = \infty$ ) опорных потоков для случая расположения точек  $P$  и  $S$  на оси  $y$  и отношений  $y_P/y_c = 1$  и  $5$ .

При смещении точек  $P$  и  $S$  относительно оси  $y$  кривые  $\Delta F$  ( $l/0,5a$ ) остаются по характеру подобными приведенным на рисунках и отличаются только величиной и положением максимальных значений  $\Delta F_{\text{макс}}$ . Для объектов, смещенных в сторону от оси  $y$ , появляется асимметрия кривых относительно этой оси. На рис. 6.14 показаны изменения  $\lambda \Delta F$  ( $l/0,5a$ ) $_{\text{макс}}$  при смещении объекта  $P$  вдоль оси  $y$  для трех типов рассмотренных голограмм.

Следует отметить, что абсолютная величина максимума  $|\Delta F_{\text{макс}}|$  у выпуклых голограмм (III,  $y_c = -R$ ) всегда меньше, чем у других

типов голограмм. Для вогнутых голограмм ( $y_c > 0$ ) величина  $\Delta F_{\text{макс}}$  может быть больше или меньше предельной частоты для плоской голограммы при том же раскрыве  $a$ .

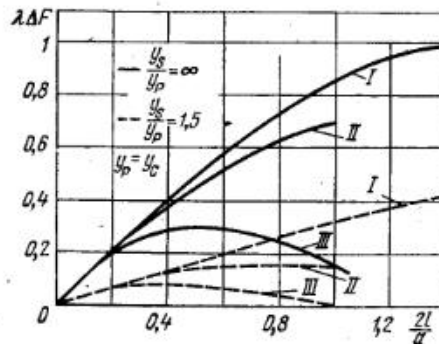


Рис. 6.12. Зависимость пространственной частоты  $\Delta F$  на голограмме от длины дуги для  $y_P/y_c = 1$  и  $y_S/y_P = 1,5$ .

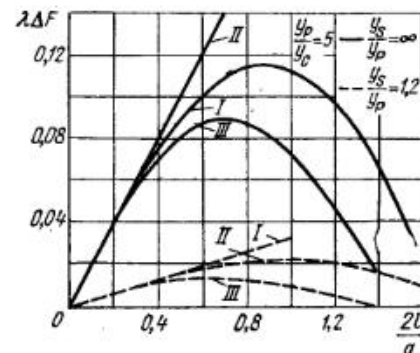


Рис. 6.13. Зависимость пространственной частоты  $\Delta F$  на голограмме от длины дуги для  $y_P/y_c = 5$  и  $y_S/y_P = 1,2$ .

Интересно отметить, что цилиндрические голограммы при соответствующем выборе параметров голографической схемы позволяют получать заданные функции распределения  $\Delta F$  ( $l$ ) вдоль голограммы. Так, например, для вогнутой голограммы при  $y_c = R$  и использовании плоского опорного потока получим синусоидальный закон изменения  $\Delta F$  ( $l$ ) вдоль голограммы (рис. 6.12, кривая I — сплошная для  $y_P = R$ ). Если после экспозиции (на пленку) и проявления развернуть такую голограмму в линию, то получим дифракционную решетку с модулированным по синусоиде периодом.

Для исследования разрешающей способности цилиндрической голограммы представим третий член выражения (6.26) в виде суммы двух комплексных слагаемых, формирующих мнимое и действительное изображения:

$$\begin{aligned} & (2|E_P||E_S|/k\sqrt{r_P r_S} \cos \alpha_P \cos \alpha_S \cos [k(r_P - r_S)] = \\ & = (|E_P||E_S|/k\sqrt{r_P r_S} \cos \alpha_P \cos \alpha_S \exp[-ik(r_P - r_S)] + \\ & + (|E_P||E_S|/k\sqrt{r_P r_S} \cos \alpha_P \cos \alpha_S \exp[ik(r_P - r_S)]. \quad (6.29) \end{aligned}$$

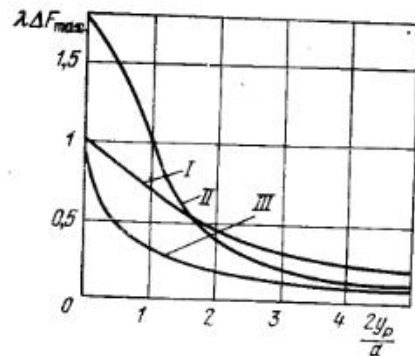


Рис. 6.14. Изменение  $\Delta F$  ( $2l/a$ ) $_{\text{макс}}$  в зависимости от смещения объекта вдоль оси  $y$ .

Подставим в (6.19) первое слагаемое из (6.29), представляющее мнимое изображение, и вычислим величину поля в точке восстановленного изображения  $P'$ . Выражение для поля  $E$  принимает вид:

$$E = \frac{|E_P| |E_S|}{k} \sum_{q=-Q/2}^{Q/2} \frac{\cos^2 \alpha_S \cos^2 \alpha_P}{r_S r_P} \exp[-ik(r_P - r_{P'})] \delta, \quad (6.30)$$

где  $r_{P'} = \sqrt{[x_q - (x_P - \xi)]^2 + [y_q + (y_P + \eta)]^2}$ ;  $x_q = R \sin(q\delta/R)$ ,  $y_q = R \cos(q\delta/R)$ ;  $\xi, \eta$  — декартовы координаты в области формирования изображения. Легко видеть, что при  $R \rightarrow \infty$  (6.30) преобразуется к выражению, полученному для плоских голограмм в работе [35].

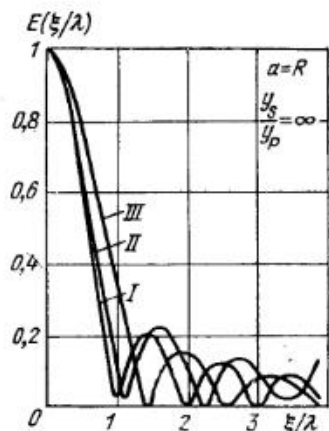


Рис. 6.15. Распределение поля изображения одной точки по оси  $\xi$ .

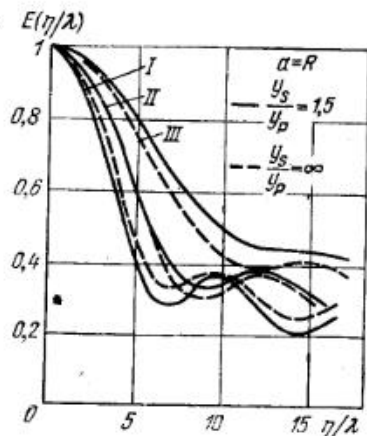


Рис. 6.16. Распределение поля изображения одной точки по оси  $\eta$ .

По (6.30) проведена серия расчетов распределения поля в области мнимого изображения для различных положений объекта и опорного источника относительно рассматриваемых голограмм. В качестве иллюстрации на рис. 6.15 и 6.16 приведены кривые, рассчитанные по формуле (6.29), для  $a = R$ , цилиндрического ( $y_S/y_P = 1,5$ ) и плоского ( $y_S = \infty$ ) опорных потоков. Кривые  $E(\eta/\lambda)$  для плоского опорного потока показаны пунктиром. Из расчетов следует, что при раскрывах  $a < 0,4R$ , для которых (см. рис. 6.12 и 6.13) кривые  $\Delta F(l)$  практически не зависят от формы голограммы, вид  $E(\xi/\lambda)$  и  $E(\eta/\lambda)$ , определяющих разрешающую способность голограммы в поперечном и продольном направлениях, также не изменяется. При раскрывах  $a > 0,4R$ , когда функции  $\Delta F(l)$  существенно зависят от формы голограммы, наблюдается значительное изменение разрешающей способности голограммы по глубине изображения (рис. 6.16). При этом выпуклые голограммы ухудшают, а вогнутые ( $y_C > 0$ ) несколько улучшают разрешение. Вид опорного потока практически не сказывается на функции

$E(\eta/\lambda)$ . Кривые  $E(\xi/\lambda)$  при фиксированных раскрывах практически не зависят от отношения  $a/R$ . Из соотношения  $E(\xi/\lambda)$  для плоского и цилиндрического опорных потоков следует, что при цилиндрическом потоке наблюдается незначительное увеличение боковых лепестков.

#### 6.4. Дискретизация и квантование голограмм и критерий выбора минимального числа отсчетов на голограмме

При голографировании в СВЧ диапазоне, синтезе голограмм на ЭВМ, восстановлении изображений на ЭВМ с экспериментальных СВЧ, УЗВ и синтетических голограмм и решении других подобных задач возникает необходимость в выборе минимального числа элементов на дискретной голограмме.

В гл. 3 анализируется влияние дискретизации голограммы на качество восстановленного изображения. Однако при анализе предполагается, что угол падения опорной волны выбирается минимальным. Это же условие на голографическую схему накладывается в работе [13]. Однако часто условия эксперимента вызывают необходимость увеличивать этот угол, а следовательно, увеличивать несущую частоту на голограмме. Это требуется, например, при голографировании части большого объекта или при голографировании объекта с неизвестными размерами.

Анализ распределения поля в области формирования изображения от дискретной голограммы показал [9, 15, 27], что при выполнении определенных условий, несмотря на увеличение несущей пространственной частоты, возможно брать такое же число точек отсчета на голограмме, как и в оптимальной схеме.

На примере объекта, представленного множеством точек, докажем приведенное утверждение. Составляющие функции интенсивности голограммы от такого объекта (6.5) сформируют в области изображения совокупность восстановленных образов, описываемых (6.26). В дальней зоне дискретной голограммы с постоянным шагом решетки по осям  $\delta_x$  и  $\delta_y$  составляющие выражения (6.25) с точностью до констант имеют вид [15]:

$$E \simeq e_S^2 \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n t_{ij} \frac{\sin [Q_x \pi \delta_x (v - v_i)] \sin [Q_y \pi \delta_y (\mu - \mu_j)]}{\sin [\pi \delta_x (v - v_i)] \sin [\pi \delta_y (\mu - \mu_j)]},$$

$$R_1 \simeq e_S^2 \frac{\sin [Q_x \pi \delta_x (v - v_S)] \sin [Q_y \pi \delta_y (\mu - \mu_S)]}{\sin [\pi \delta_x (v - v_S)] \sin [\pi \delta_y (\mu - \mu_S)]}, \quad (6.31)$$

$$R_2 \simeq e_S^2 \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \frac{t_{ij} \sin [Q_x \pi \delta_x (v + v_i - 2v_S)] \sin [Q_y \pi \delta_y (\mu + \mu_j - 2\mu_S)]}{\sin [\pi \delta_x (v + v_i - 2v_S)] \sin [\pi \delta_y (\mu + \mu_j - 2\mu_S)]},$$

$$R_3 \simeq e_S \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n t_{i,j} (m - i) (n - j) \times$$

$$\times \frac{\sin [Q_x \pi \delta_x (i \Delta v_0 + v - v_S)] \sin [Q_y \pi \delta_y (j \Delta \mu_0 + \mu - \mu_S)]}{\sin [\pi \delta_x (i \Delta v_0 + v - v_S)] \sin [\pi \delta_y (j \Delta \mu_0 + \mu - \mu_S)]},$$

$$R_4 \approx \varepsilon_S \sum_{l=1}^m \sum_{j=1}^n t_{l,j} (m-l)(n-j) \times \\ \times \frac{\sin [Q_x \pi \delta_x (v - l\Delta v_0 - v_S)]}{\sin [\pi \delta_x (v - l\Delta v_0 - v_S)]} \frac{\sin [Q_y \pi \delta_y (\mu - j\Delta \mu_0 - \mu_S)]}{\sin [\pi \delta_y (\mu - j\Delta \mu_0 - \mu_S)]},$$

где  $v = \sin \theta / \lambda$  и  $\mu = \sin \varphi / \lambda$  — пространственные частоты;  $\theta$  и  $\varphi$  — угловые координаты точки наблюдения;  $\Delta v_0$ ,  $\Delta \mu_0$  — интервал по оси пространственных частот между соседними точками объекта. Из (6.27) легко определить положение главных максимумов, отвечающих составляющим голографического изображения, существующим в реальной области пространственных частот:  $v, \mu \in [-\lambda^{-1}, \lambda^{-1}]$ .

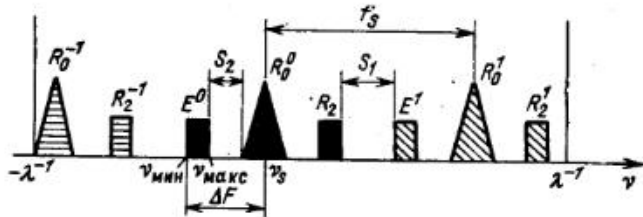


Рис. 6.17. Распределение максимумов полей для произвольной голографической схемы.

Например, положение максимумов поля  $E$  по оси  $x$  от точки наблюдения определяется по формуле  $v_m = m \delta^{-1} + v_l$ , где  $m$  — номер порядка максимума. Следовательно, интервал между соседними порядками

$$v_{m+1} - v_m = \delta_x^{-1}.$$

В качестве иллюстрации на рис. 6.17 показано распределение максимумов всех полей по оси  $x$ , определяемое из формул (6.31) для произвольной голографической схемы. Введем дополнительные обозначения\*):  $\Delta v = v_n - v_1$  — ширина пространственного спектра объекта;

$$S_1 = \delta^{-1} - 2(v_S - v_1); S_2 = v_S - v_1 - 2\Delta v, \quad (6.32)$$

$v_s$  — пространственная частота опорной волны.

Легко видеть, что для так называемой оптимальной голографической схемы [13], у которой  $S_1 = S_2 = 0$ , максимальный интервал равен  $\delta_{\text{макс}} = 0,25\Delta v$  (рис. 6.18).

Положим теперь, что перекрытие соседних порядков допускается, т. е.  $S_1 < 0$ , но при этом  $S_2 > 0$ . В этом случае возможно множество голографических схем, при которых для заданного шага решетки, несмотря на взаимное проникновение голографических изображений различных порядков, искомое изображение остается «чистым», т. е. нет «наползания» соседних изображений.

\* ) Индекс  $x$  опускаем.

В этой связи был сформулирован критерий выбора минимального числа отсчетов на голограмме. Для удобства воспользуемся понятием частоты отсчетов на голограмме  $f = \delta^{-1}$ . В работах [12—14] минимальная частота отсчетов  $f_{\text{мин}}$  на голограмме согласно пространственному аналогу теоремы отсчетов принимается равной удвоенной максимальной пространственной частоте интерференционных полос  $\Delta F_{\text{макс}}$  на голограмме, т. е.  $f_{\text{мин}} = \delta_{\text{макс}}^{-1} = 2\Delta F_{\text{макс}}$ .

В [12—14] выбирают  $f > f_{\text{мин}}$ , чтобы при плавном увеличении частоты искажения из-за перекрытия порядков не возникали. Однако, как показано в [15, 27], для некоторых голографических схем это положение, как и выражение для  $f_{\text{мин}}$ , требует корректировки.

Докажем, что существуют схемы, в которых перекрытие изображений отсутствует при  $f < 2\Delta F_{\text{макс}}$ .

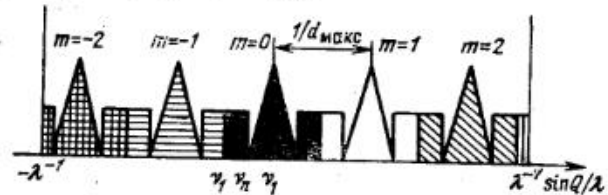


Рис. 6.18. Распределение максимумов для оптимальной голографической схемы  $\delta = (4\Delta v)^{-1}$ .

**Теорема I.** При минимальной частоте отсчетов на голограмме  $f_{\text{мин}} = 4\Delta v$ , где  $\Delta v = v_{\text{макс}} - v_{\text{мин}}$  — ширина пространственного спектра объекта,  $v_{\text{макс}}$ ,  $v_{\text{мин}}$  — соответственно максимальная и минимальная пространственные частоты объекта, перекрытие порядков восстановленного изображения отсутствует тогда и только тогда, когда частотный интервал  $S_2$  между верхней границей спектра объекта  $v_{\text{макс}}$  и нижней границей спектра «нулевых» составляющих голографического изображения  $R_0 = R_1 + R_3 + R_4$  принимает значения из множества  $\{4p\Delta v; (4p+1)\Delta v; p = 0, 1, 2, \dots\}$ .

**Доказательство.** Для доказательства теоремы введем полярные координаты точки наблюдения  $\theta$  и  $\varphi$ , определяемые формулами  $\text{tg } \theta = (x_0 - \xi)/z$ ,  $\text{tg } \varphi = (y_0 - \eta)/z$ . Пусть  $n_x$  и  $n_y$  — число точек в объекте соответственно по  $x$  и  $y$ . Тогда из (6.31) следует, что положение максимумов поля для отдельных составляющих голографического изображения  $l$ -й точки объекта, существующих в реальной области  $v \in [-\lambda^{-1}, \lambda^{-1}]$ , определяется выражением

$$v_m = mf + A, \quad (6.33)$$

где  $m$  — номер порядка максимума; величина  $A$  для составляющих  $E$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ ,  $R_4$  соответственно равна  $v_l$ ,  $v_S$ ,  $2v_S - v_l$ ,  $l(v_{l+1} - v_l) - v_S$ . Из (6.33) следует, что частота повторения одинаковых составляющих голографического изображения равна частоте отсчета, и, кроме того, ширина суммарного спектра «нулевых» составляющих, определяемых  $R_0 = R_1 + R_3 + R_4$ , равна  $2\Delta v$ .  $S_1$  и  $S_2$ , определяемые формулами (6.32), соответственно будут частотны-

ми интервалами между соседними порядками голографического изображения и между верхней границей спектра объекта и нижней границей спектра  $R_0$ .

Пусть  $v_s^m$  — пространственная частота  $n$ -го порядка опорной волны.

Тогда

$$\Delta F = v_s^m - v_{\min}^m = v_s - v_{\min} = 2\Delta v + S_2 \quad (6.34)$$

и

$$f = 2\Delta F + S_1 = 4\Delta v + S_1 + 2S_2. \quad (6.35)$$

Из (6.35) следует, что  $f - f_{\min} = 4\Delta v$  при условии

$$2S_2 + S_1 = 0. \quad (6.36)$$

Возможны следующие частные случаи:

1. Точная стыковка голографических порядков, соответствующая так называемой оптимальной голографической схеме  $S_2 = S_1 = 0$ . При этом  $f_{\min} = 2\Delta F = 4\Delta v^*$ .

2. Перекрытие голографических порядков:  $S_2 > 0$ ,  $S_1 = -2S_2$ . В этом случае из равенства  $f = 2\Delta F - 2S_2 = 4\Delta v$  найдем такие значения  $S_2$ , при которых можно получить неискаженное изображение объекта.

Рассмотрим для  $R_0$  и  $R_2$  возможный интервал изменения  $f$  при условии, что ни один из этих порядков не перекрывает нулевой порядок изображения  $E^0$ .

Пусть величина  $m$  такая, что спектр объекта  $E^0$  расположен между соседними порядками  $R_0^{-m}$  и  $R_0^{-(m+1)}$ . Тогда при выбранном  $S_2$  условия, при которых эти порядки не перекрывают  $E^0$ , можно получить из выражения (6.33):

$$\frac{(S_2 + 3\Delta v)}{(m+1)} \leq f \leq \frac{S_2}{m}; \quad (6.37)$$

аналогично для  $R_2^{-(l+1)}$  и  $R_2^{-l}$  ( $l > 0$ , целое):

$$\frac{2S_2 + 4\Delta v}{l+1} \leq f \leq \frac{2S_2 + 2\Delta v}{l}. \quad (6.38)$$

Одновременное выполнение условий (6.37) и (6.38) определяет искомый интервал изменения значений  $f$ .

Для доказательства полагаем:

Случай 1.  $S_2 = (N + K)\Delta v$ , где  $N$  — целое,  $N > 0$ ,  $0 \leq K < 1$ .

Случай 2. Левая граница  $R_0^{-m}$  ( $m \neq 0$ ) касается правой границы спектра  $E^0$ .

Тогда из (6.37) имеем

$$f = S_2/m = (N + K)\Delta v/m, \quad (6.39)$$

если  $f = 4\Delta v$ , то  $N + K = 4m$ . Так как  $N$  и  $m$  целые, то  $K$  заведомо равно 0. Следовательно,  $N = 4m$  и  $S_2 = 4m\Delta v$ . Левое равенство

\* Значение частоты отсчетов  $f$  в этом случае совпадает с частотой отсчетов для временных сигналов (теорема Котельникова) [28, 29].

в (6.37) отвечает соседству  $R_0^{-(m+1)}$  с  $E^0$  слева. Но по второму предположению расстояние между правой границей  $R_0^{-(m+1)}$  и левой границей  $E^0$  при условии  $f = 4\Delta v$  равно  $v_{\min} - [v_s - (m+1)f + \Delta v] = (4m - 3)\Delta v > 0$ , при всех  $m \neq 0$ . Следовательно,  $R_0^{-(m+1)}$  не перекрывает  $E^0$ . При тех же предположениях (случай 1 и 2) в (6.38) выполняется левое равенство, и при этом  $l = 2m$ , т. е. правая граница  $R_2^{-(2m+1)}$  граничит с  $E^0$  слева, а левая граница  $R_2^{-2m}$  отстоит от правой границы спектра  $E^0$  на расстояние  $2\Delta v$ .

Аналогично рассуждая для случая, когда правая граница  $R_0^{-(m+1)}$  касается левой границы  $E^0$ , получим  $N = 4m + 1$  и  $l = 2m + 1$ .

Таким образом, показано, что при  $f = f_{\min} = 4\Delta v$  перекрытие  $E^0$  отсутствует, когда  $S_2$  принимает значения из множества  $\{4p\Delta v; (4p + 1)\Delta v\}$ .

Докажем обратное. Пусть  $S_2$  принимает значения из множества  $\{4p\Delta v; (4p + 1)\Delta v\}$ ,  $p = 0, 1, 2, \dots$ . Покажем, что при этих значениях  $S_2$  частота отсчетов  $f = f_{\min}$ . Действительно, из (6.37) и (6.38) для  $S_2 = 4p\Delta v$  получим

$$(4p\Delta v + 3\Delta v)/(m+1) \leq f \leq 4p\Delta v/m$$

и

$$(8p\Delta v + 4\Delta v)/(l+1) \leq f \leq (8p\Delta v + 2\Delta v)/l. \quad (6.40)$$

Отсюда при  $f = 4\Delta v$  будем иметь

$$p - 0,25 \leq m \leq p \text{ и } 2p \leq l \leq 2p + 0,5$$

и  $m = p$  для  $R_0$  и  $l = 2p$  для  $R_2$ . Для  $S_2 = (4p + 1)\Delta v$  из соотношений

$$p \leq m \leq p + 0,25 \text{ и } 2p + 0,5 \leq l \leq 2p + 1$$

получим  $m = p$  для  $R_0$  и  $l = 2p + 1$  для  $R_2$ . Следовательно, для голографических схем с  $S_2$ , принимающим значения из множества  $\{4p\Delta v, (4p + 1)\Delta v\}$   $p = 0, 1, 2, \dots$ , число отсчетов на голограмме можно выбрать равным  $f_{\min} = 4\Delta v$ .

**Теорема II.** При частоте отсчетов на голограмме  $f > f_{\min}$  и произвольном  $S_2$  перекрытие порядков восстановленного изображения отсутствует, если величина  $f$  выбирается из конечного числа  $M = [S_2/2\Delta v + 3/2]$  множеств значений  $f$ , ограниченных неравенствами (6.37) и (6.38).

Неравенства (6.37) и (6.38) были выведены из условия неперекрывания изображения  $E^0$  ближайшими порядками  $R_0$  и  $R_2$ . Эти неравенства для различных  $m$  и  $l$  при заданном  $S_2$  представляют собой набор интервалов частот отсчета  $f > f_{\min}$  разделенных отрезками частот, при которых происходит искажение  $E^0$ .

На рис. 6.19 показаны области (заштрихованные) допустимых частот отсчета  $f$  в зависимости от  $S_2$ . Так как минимум частоты  $f$  достигается в конечном числе точек при выбранном  $S_2$  (как следует из теоремы I), то число допустимых областей частот отсчета конечно и равно  $M = [S_2/2\Delta v + 3/2]$ .



С л е д с т в и я. 1. Легко видеть, что в случае отсутствия нулевых составляющих разрешенные области и их минимальные значения совпадают с аналогичными областями, полученными для временно́го варианта обобщенной теоремы Котельникова в работах [28, 29].

2. Из (6.34) при  $f = 4\Delta\nu$  и  $S_2 = \{4p\Delta\nu, (4p + 1)\Delta\nu\}$  получим следующие формулы для определения разрешенных направлений опорной волны  $\nu_S = \sin \theta_S/\lambda$ , при которых отсутствуют искажения восстановленного изображения:

$$\nu_S = \nu_{\text{мин}} + (4p + 2)\Delta\nu, \quad \nu_S = \nu_{\text{мин}} + (4p + 3)\Delta\nu. \quad (6.41)$$

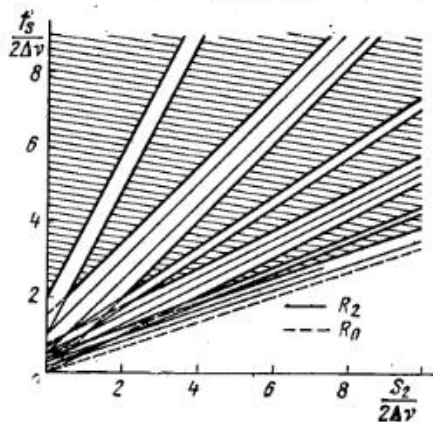


Рис. 6.19. Области допустимых частот отсчета (заштрихованные) на голограмме в зависимости от  $S_2/2\Delta\nu$ .

ражение существует только в областях, где произведение ортогональных функций, входящих в формулы (6.31), отлично от нуля.

Легко видеть, что для обеспечения отсутствия перекрытия спектров в направлении  $\mu$  достаточно воспользоваться условием Вендика [30], полученным для дискретных сканирующих антенных решеток, согласно которому (в наших обозначениях)  $f_\mu \geq \Delta\mu$ .

Тогда минимально возможное число отсчетов на двумерной голограмме, имеющей размеры  $a_x, a_y$  и формирующей изображение в дальней зоне, определяется формулой

$$Q_{\text{мин}} = 4a_x a_y \Delta\nu \Delta\mu. \quad (6.43)$$

В подтверждение этого на рис. 6.20 схематически показаны максимумы поля в плоскости пространственных частот ( $-\lambda^{-1} \leq \nu, \mu \leq \lambda^{-1}$ ) для произвольной голографической схемы и объекта, спектр которого ограничен пространственными полосами  $\Delta\nu$  и  $\Delta\mu$ . Из рис. 6.20 видно, что в общем случае отдельные составляющие голографического изображения пространственно разделены, и поэтому число отсчетов для двумерных голограмм нельзя определить непосредственно как произведение функций типа (6.42).

При восстановлении голографических изображений в ближней зоне составляющие изображений различных порядков дискретных голограмм фокусируются. При этом области максимальной фокусировки для различных составляющих пространственно разделены. Благодаря имеющейся расфокусировке полей от соседних порядков, накладывающихся на искомое изображение, возникающие помехи можно ослабить.

Следует ожидать, что это обстоятельство может привести к некоторому уменьшению требуемой частоты отсчетов при переходе из дальней зоны в зону Френеля. Это соображение дает основание считать, что (6.43) с некоторым запасом можно использовать и при определении числа отсчетов на голограмме, формирующей изображение в зоне Френеля.

Хотя строгое доказательство теоремы относится к дальней зоне, проведенные расчеты изображений голограммы в зоне Френеля с выбором числа отсчетов на голограмме согласно доказанному критерию показали, что выводами последнего можно воспользоваться при определении минимального числа точек отсчета в ближней зоне голограммы. На рис. 6.8 приведено восстановленное на ЭВМ в зоне Френеля слово «Габор», составленное из набора блестящих точек. Число отсчетов на голограмме соответствует доказанному критерию.

Введение информации в ЭВМ, а также процесс экспериментального преобразования СВЧ и УЗВ голограмм для оптического восстановления существенно упрощается при квантовании функции интенсивности, получаемой из эксперимента. В ряде случаев экспериментальные голограммы становятся квантованными в процессе регистрации, например при использовании тонких магнитных пленок, либо при получении сильно контрастных голограмм.

Известен ряд работ, посвященных квантованию голограмм [1—7]. В них показано, что квантование приводит к возникновению дополнительных порядков и к увеличению шумового фона. Для оценки характера искажений, вносимых квантованием на ЭВМ, были рассчитаны изображения объекта, состоящего из двух точек, расположенных в зоне Френеля от неквантованной и бинарной голограмм. На рис. 6.21—6.23 приведены кривые поля изображения обеих голограмм (от бинарной — пунктиром) для различного числа точек отсчетов  $Q_x = 40, 25, 15$ , причем последнее значение соответствует минимальному числу  $Q = 4a\Delta\nu$ .

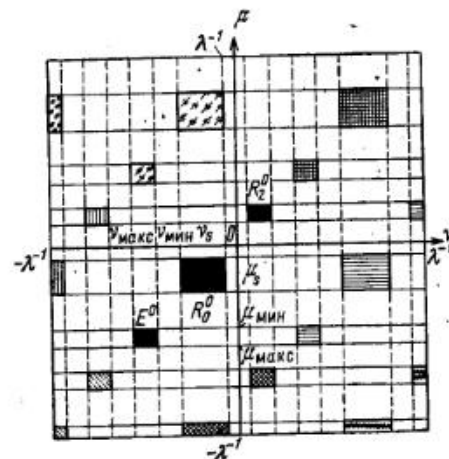


Рис. 6.20. Распределение максимумов полей в плоскости пространственных частот для двумерной голограммы.

Во всех случаях голограммы были эквидистантными и имели размеры  $a_x \times a_y = 0,4 \times 0,2 \text{ см}^2$  и рассчитывались для волны с  $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  и угла между нормалью к голограмме и направле-

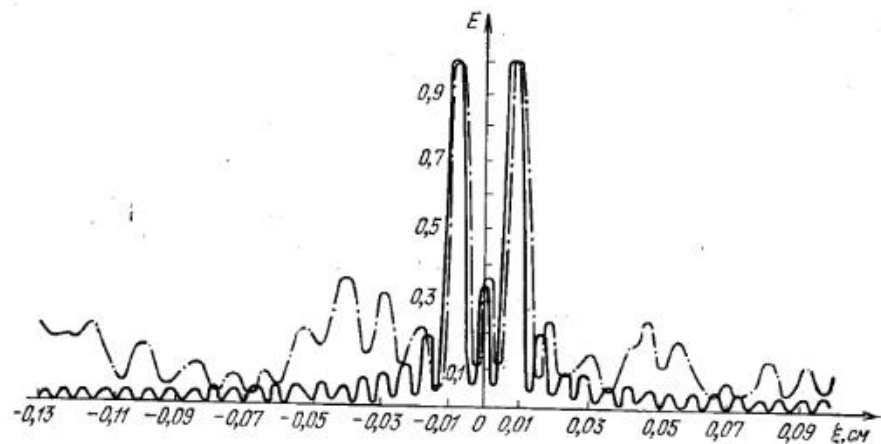


Рис. 6.21. Распределение поля изображения двух точек от бинарной (пунктир) и неквантованной (сплошная) голограмм,  $q_x = 40$ .

нием на источник опорной волны  $0,316 \cdot 10^{-2}$  радиан. На рис. 6.24, 6.25 приведено плоское изображение буквы «Г», представленное десятью блестящими точками от неквантованной и бинарной голограмм.

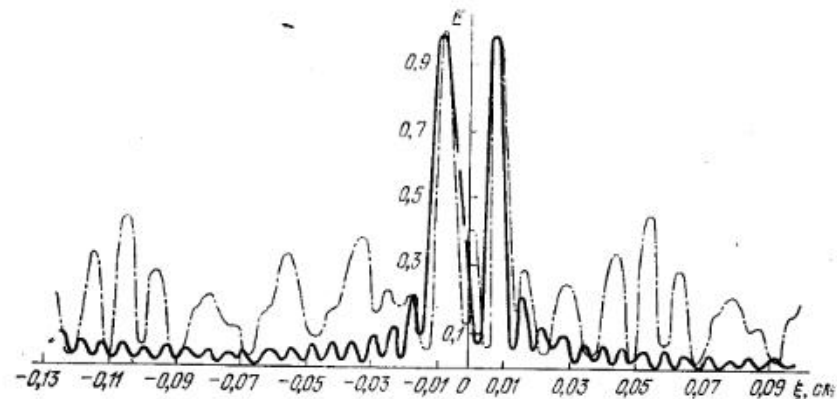


Рис. 6.22. Распределение поля изображения двух точек от бинарной (пунктир) и неквантованной (сплошная) голограмм,  $q_x = 25$ .

Число точек отсчета для обеих голограмм одинаково и равно по оси  $x$   $Q_x = 40$ , по оси  $y$   $Q_y = 10$ , причем  $Q = Q_{\text{мин}} = 400$ .

Из рис. 6.23 и сравнения рис. 6.24 и 6.25 следует, что для бинарных голограмм при  $Q = Q_{\text{мин}}$  наблюдается существенное искажение изо-

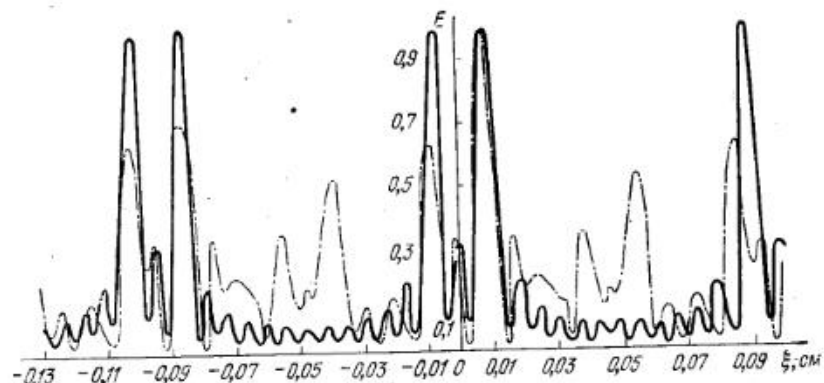


Рис. 6.23. Распределение поля изображения двух точек от бинарной (пунктир) и неквантованной (сплошная) голограмм,  $q_x = 15$ .

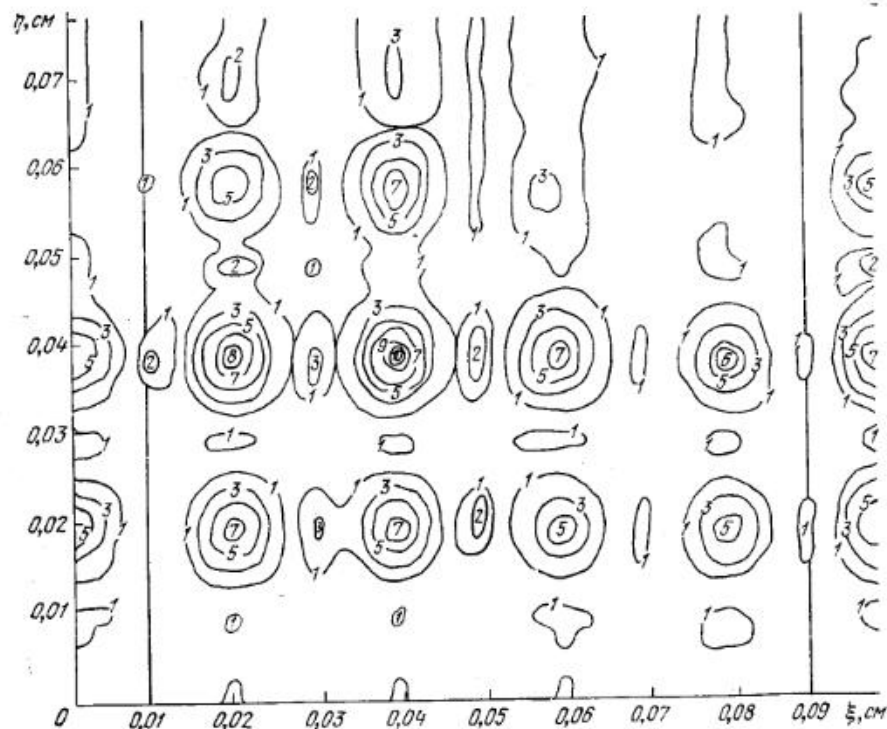


Рис. 6.24. Изображение буквы «Г» от неквантованной голограммы,  $q = 400$ .

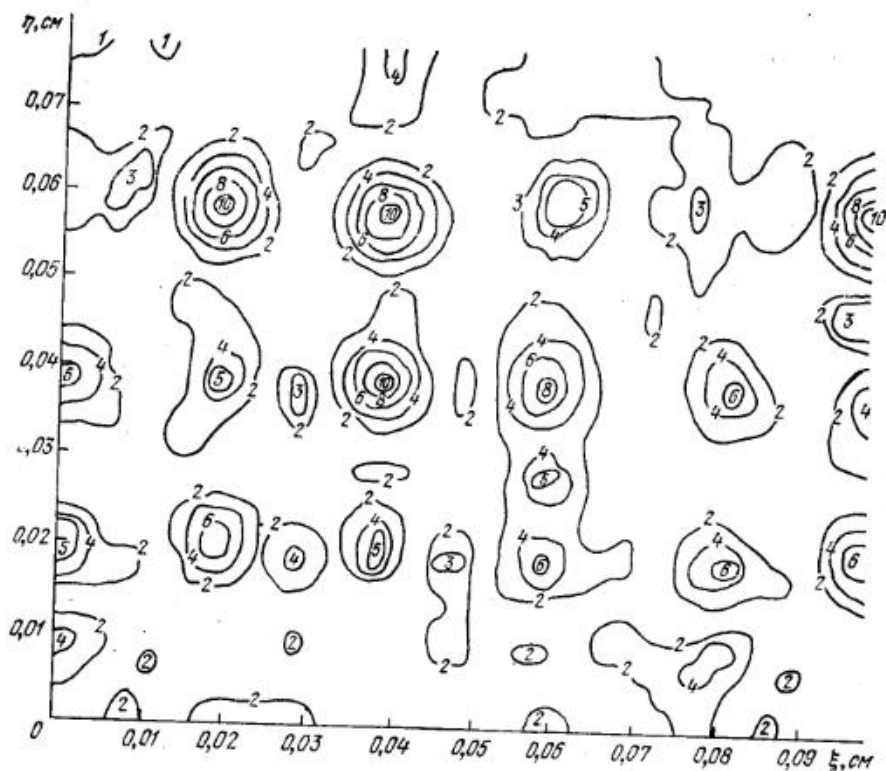


Рис. 6.25. Изображение буквы «Г» от бинарной голограммы,  $q = 400$ .

бражения, главным образом, из-за появления шумового фона. С увеличением  $Q > Q_{\min}$  эти искажения уменьшаются. Как показали расчеты, бинарные голограммы дают изображение практически такое же, как небинарные при  $Q = 2Q_{\min}$ .

## Глава 7

### МЕТОДЫ АНАЛИЗА ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ

#### 7.1. Методы восстановления объемного распределения показателя преломления фазовых объектов

Интерферометрические методы исследования прозрачных (фазовых) объектов были известны задолго до появления голографии. Методы анализа (расшифровки) голографических интерферограмм в основном те же, что и интерферограмм, полученных с помощью классических интерферометров. Расшифровка интерферограмм фазовых объек-

тов в общем случае заключается в определении пространственного распределения показателя преломления внутри объекта по виду интерференционной картины. В дальнейшем распределение показателя преломления можно использовать для вычисления других, функционально связанных с ним физических параметров объекта: распределения плотности, температуры, концентрации электронов в плазме и т. д.

Интерференционные методы исследования прозрачных объектов основаны на том, что фаза волны света, прошедшего сквозь объект в некоторую точку наблюдения, отличается от фазы волны, попавшей в ту же точку без объекта исследования. Изменение фазы волны объясняется отличием показателя преломления внутри исследуемого объекта от показателя преломления среды.

Существующие методы обработки интерферограмм основаны на некоторых предположениях и допущениях. В частности, считаются справедливыми приближения геометрической оптики и отсутствие рефракции света внутри объекта. В этих предположениях разность фаз двух волн в точке наблюдения определяется, как разность оптических путей двух лучей, пришедших в данную точку через объект и без него. Пренебрежение рефракцией означает, что оба луча совпадают по направлению и считаются прямыми линиями.

В настоящее время развиты методы обработки двумерных и осесимметричных оптических неоднородностей [1, 2]. Возросшие потребности в исследовании неоднородностей сложной формы и рост возможностей методов вычислений с использованием ЭВМ привели к появлению методов расшифровки интерферограмм асимметричных распределений показателя преломления. Так, например, в работах [3—5] рассматривается возможность расшифровки интерферограмм неоднородностей произвольного вида. Метод основан на просвечивании объекта в различных направлениях и совместной обработке интерферограмм. Однако в классической интерферометрии получение интерферограмм по различным направлениям просвечивания связано со значительными экспериментальными трудностями. Отсутствие экспериментальной основы привело к тому, что эти методы расшифровки развития не получили.

Другой, более перспективный, метод расшифровки [6] характеризуется тем, что распределение неоднородностей на определенных участках исследуемой области задается некоторыми известными функциями, причем вид функций и форма зон, на которых они задаются, выбираются с учетом специфики конкретной задачи. Этот метод позволил получить достаточно высокую точность определения вида неоднородностей при одновременном уменьшении требований к классу симметрии неоднородности.

Метод голографической интерферометрии по сравнению с классическим методом имеет ряд достоинств, которые отмечались ранее (см. гл. 1). Подчеркнем здесь одно из них: возможность технически сравнительно просто в одном эксперименте получить интерферограммы, соответствующие различным направлениям просвечивания исследуемого объекта. Это значительно повысило интерес к разработке методов расшифровки интерферограмм оптических неоднородностей произвольного вида.

В последнее время появились работы, посвященные вопросам расшифровки голографических интерферограмм фазовых объектов. Часть из них дает методы решения задачи, но предложенные методы не доведены до алгоритмов вычислений. Другие работы дают приближенное решение задачи с использованием вычислительной техники.

Сложность задачи расшифровки интерферограмм асимметричных фазовых объектов приводит к необходимости рассмотрения ее без учета рефракции. Предварительно рассмотрим, какие условия при этом накладываются на функцию распределения показателя преломления внутри объекта. В ряде работ, например [7], рассматривалось влияние преломления лучей в фазовом объекте на характер интерферограммы для некоторых типов интерферометров. При больших градиентах коэффициента преломления  $n$  и больших расстояниях, проходимых лучом в фазовом объекте, рекомендуется при интерпретации интерферограмм учитывать влияние отклонения луча.

Анализ влияния преломления луча на интерференционную картину, полученную голографическим методом, проведен в работе [8] на примере фазовых объектов с аксиальной симметрией. В этой работе для любого аксиально симметричного  $n(R)$  получено выражение разности хода лучей, вносимой фазовым объектом с учетом рефракции:

$$\Delta = 2 \left\{ \sqrt{R_0^2 - y_0^2} - y_0 \operatorname{tg} \left[ \frac{\pi}{2} - \int_{R^*}^{R_0} \frac{y_0 dR}{R \sqrt{R^2 n^2 - y_0^2}} - \operatorname{arc} \sin \frac{y_0}{R_0} \right] - \int_{R^*}^{R_0} \frac{R n^2 dR}{\sqrt{R^2 n^2 - y_0^2}} \right\},$$

где  $R_0$  — граница объекта;  $y_0$  — расстояние луча от оси объекта;  $R^*$  определяется из уравнения  $R^* n(R^*) = y_0$ . Без учета преломления лучей соответствующая разность хода равна

$$\Delta' = 2 \left\{ \sqrt{R_0^2 - y_0^2} - \int_{y_0}^{R_0} \frac{R n dR}{\sqrt{R^2 - y_0^2}} \right\}.$$

Для количественной оценки ошибки  $\Delta' - \Delta$  выполнены расчеты на ЭВМ для  $n(R)$  параболического вида. Анализ расчетов приводит к выводу, что рефракцией можно пренебречь, если максимальное изменение показателя преломления на оси объекта не превышает 5%. При этом величина градиента  $n(R)$  незначительна. В частности, в случае диагностики плазмы в оптическом диапазоне ( $\lambda$  около  $6 \cdot 10^{-5}$  см) это означает, что максимальная концентрация электронов не должна превышать  $3 \cdot 10^{20}$  см $^{-3}$ . Полученные оценки в первом приближении можно использовать для произвольного распределения показателя преломления.

Расчеты, выполненные в этой работе, показали, что область локализации интерференционной картины лежит вблизи плоскости осевого сечения объекта. Это соответствует экспериментальным данным.

После сделанных замечаний приведем краткий обзор основных работ, посвященных расшифровке голографических интерферограмм фазовых объектов. В работах [9, 10] рассмотрена проблема восстановления трехмерного распределения показателя преломления (точнее, рассеивающего потенциала  $F(\mathbf{R}) \sim n^2(\mathbf{R}) - 1$ ) по результатам голографических измерений. Показано, что трехмерные Фурье-компоненты рассеивающего потенциала можно определить через двумерные Фурье-компоненты поля рассеяния на фазовом объекте. Описанные методы принципиально пригодны для определения распределения показателя преломления. Практически, однако, они требуют сложных измерений и обработки огромного количества данных, что в настоящее время выходит за пределы экспериментальных возможностей.

В работах [11—13] предлагаются некоторые алгоритмы вычислений трехмерного распределения  $n(x, y, z)$ . Рассмотрим их более подробно. В работе [11] с некоторым фазовым объектом связывается прямоугольная система координат, центр которой находится внутри объекта (рис. 7.1). Пусть  $f(x, y, z) = n(x, y, z) - n_0$ , где  $n$  и  $n_0$  — показатели преломления фазового объекта и окружающей среды соответственно. Пусть, далее,  $i$  — прямая линия, проходящая через объект, и  $S$  — расстояние по этой прямой. Предположим, что для некоторого множества  $i$  известны интегралы  $F(i)$  функции  $f(x, y, z)$  вдоль прямых  $i$ :

$$F(i) = \int_i f(x, y, z) dS_i. \quad (7.1)$$

Такие интегралы можно получить из интерферограмм объекта. Отметим, что в данной методике предполагается известным набор интерферограмм, соответствующих различным направлениям просвечивания  $\theta$ , полученных при освещении объекта параллельным пучком света. Рефракция полагается пренебрежимо малой.

Возникает вопрос, можно ли хотя бы приближенно восстановить функцию  $f(x, y, z)$ . Покажем сначала, что  $f(x, y, z)$  можно определить, если известны интегралы  $F(i)$  для всех прямых, проходящих через исследуемую область.

Рассмотрим сечение объекта  $z = \text{const}$ . Для упрощения записи будем искать двумерное распределение показателя преломления  $f_z(x, y)$ , рассматривая  $z$  как параметр. Полагаем, что  $F(i)$  известны для всех прямых  $i$  в плоскости  $z = \text{const}$ . В дальнейшем индекс  $z$  будем опускать.

Произведем замену переменных (рис. 7.1):

$$x = v \sin \theta + \rho \cos \theta, \quad y = -v \cos \theta + \rho \sin \theta. \quad (7.2)$$

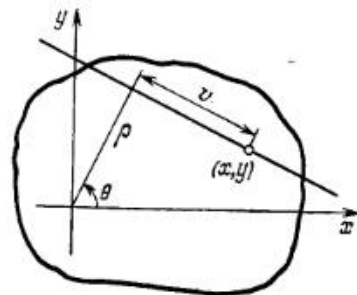


Рис. 7.1. К расчету распределения показателя преломления.

Выражение (7.1) можно записать в виде

$$F(i) = F(\rho, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dv. \quad (7.3)$$

Предположим, что  $f(x, y)$  можно представить интегралом Фурье:

$$f(x, y) = (V2\pi)^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} S(\alpha, \beta) \exp[i(\alpha x + \beta y)] d\alpha d\beta, \quad (7.4)$$

$$\text{где } S(\alpha, \beta) = V2\pi \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-i(\alpha x + \beta y)] dx dy. \quad (7.5)$$

Подставим (7.2) и (7.4) в (7.3) и проинтегрируем сначала по  $v$ . Рассмотрим интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[iv(\alpha \sin \theta - \beta \cos \theta)] dv. \quad (7.6)$$

Интеграл представляет собой импульсную функцию и не равен нулю при условии, что  $\beta = \alpha \operatorname{tg} \theta$ . Поскольку интеграл (7.3) существует для реальных  $f(x, y)$ , это условие должно выполняться, тогда имеем:

$$F(\rho, \theta) = \frac{V2\pi}{|\cos \theta|} \int_{-\infty}^{\infty} S(\alpha, \beta = \alpha \operatorname{tg} \theta) \exp\left[i \frac{\rho \alpha}{\cos \theta}\right] d\alpha. \quad (7.7)$$

Множитель  $|\cos \theta|^{-1}$  в (7.7) определяет амплитуду импульсной функции. Для соотношения (7.7) можно написать обратное преобразование Фурье:

$$S(\alpha, \alpha \operatorname{tg} \theta) = (2\pi)^{-3/2} \int_{-\infty}^{\infty} F(\rho, \theta) \exp[-i\rho\alpha/\cos \theta] d\rho. \quad (7.8)$$

Если  $F(\rho, \theta)$  известны для всех  $\rho$  и  $\theta$ , то  $f(x, y)$  точно определяется соотношениями (7.8) и (7.4). Практически могут быть известны интерферограммы фазового объекта в некотором ограниченном диапазоне углов зрения. Тогда, используя (7.8) и (7.4), можно аппроксимировать  $f(x, y)$ , зная неполный Фурье-спектр функции. Для увеличения точности восстановления функции, т. е. для получения более полного спектра функции  $f(x, y)$ , необходимо оптимизировать условия эксперимента. При обработке результатов эксперимента также требуется оптимизация числа интерферограмм и направлений соответствующих им углов зрения с учетом свойств ожидаемого распределения  $f(x, y)$ .

Обращение интеграла (7.1) независимо было найдено в работе [14]. Этот метод применительно к интерферометрии фазовых объектов обсуждается в [15]. Формально трудность метода заключается в том, что решение выражается в виде интеграла с особенностью в подынтегральном выражении. В [15] предполагается, что практически интеграл можно подсчитать, однако примеров не приводится.

Авторы работы [12] попытались выполнить вычисления на ЭВМ, следуя методике [11]. Однако они столкнулись с трудностями при вычислениях, связанными с тем, что интегрирование в (7.4) выполняется в бесконечных пределах. Оказывается, что эту трудность можно обойти, если, подставив (7.8) в (7.4), определять значение функции в фиксированной точке  $x_0, y_0$ . Можно получить следующее выражение [12]:

$$f(x_0, y_0) = (2\pi^2)^{-1} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \int_0^{\infty} d\rho \rho^2 \times \\ \times \{F(\rho_0 + \rho, \theta) + F(\rho_0 - \rho, \theta) - 2F(\rho_0, \theta)\}, \quad (7.9)$$

где  $\rho_0$  определяется из соотношения

$$\rho_0 \cos \theta / |\cos \theta| = x_0 \cos \theta + y_0 \sin \theta.$$

Разложение подынтегрального выражения в ряд Тейлора около точки  $\rho = 0$  показывает, что интегрирование от нуля не приводит к трудностям. Кроме того, из-за конечных размеров объекта значения  $F(\rho, \theta)$  равны нулю для  $\rho$  больше некоторого  $\rho_{\text{макс}}$ . По этой причине интегрирование (7.9) по  $\rho$  в бесконечных пределах также не вызывает трудностей.

Практически для реализации этого метода необходимо получить интерферограммы объекта, соответствующие различным направлениям  $\theta$ . Повторяя вычисления для различных  $z$ , можно восстановить функцию  $f(x, y, z)$ . Методика была проверена на численном примере, моделирующем показатель преломления теплового поля лампы накаливания. Восстанавливалась функция

$$f(x, y) = \begin{cases} k(r_0 - |x|) & \text{при } x^2 + y^2 \leq r_0^2, \\ 0 & \text{при } x^2 + y^2 > r_0^2, \end{cases}$$

где  $r_0 = 10$ , множитель  $k$  выбирался так, чтобы функция соответствовала тепловому полю реальной лампы накаливания. Значения  $F(\theta, \rho)$  полагались известными для 11 значений  $\theta$  и 20 значений  $\rho$ . Численное интегрирование выражения (7.9) по Симпсону показало, что отклонение восстановленных значений от точных порядка 1% в десяти подсчитанных точках.

В данном методе через интегралы от функции определялся ее Фурье-спектр, а затем по нему восстанавливалась функция. Возможен другой путь решения задачи — использование преобразования Радона. Функции  $f(x, y)$ , заданной на плоскости, может соответствовать другая функция  $F(i)$ , значения которой представляют собой интегралы от функции  $f(x, y)$  вдоль всевозможных прямых на плоскости. Функция  $F(i)$  является преобразованием Радона от функции  $f(x, y)$ . Известна формула обращения преобразования Радона [16], определяющая  $f(x, y)$  через  $F(i)$ . Нетрудно видеть, что использование преобразования Радона соответствует характеру рассматриваемой задачи. Отметим, что авторы работы [12] фактически пришли к результату (7.9), который дает метод преобразования Радона.

Рассмотрим еще один метод приближенного определения  $n(x, y, z)$ . Для простоты ограничимся случаем двух измерений, который легко обобщить на трехмерный случай.

В [13] предполагается, что фазовый объект освещается набором плоских волн. На рис. 7.2 изображены границы объекта  $ABCD$  и  $l$ -й луч, относящийся к  $k$ -й плоской волне, имеющей направляющие косинусы  $(\lambda_k, \mu_k)$ .  $S_{hl}$  — расстояние от точки входа  $B$  до точки выхода  $D$ , имеющей координаты  $(\xi_{hl}, \eta_{hl})$ . По интерферограмме можно определить распределение фазы  $\Phi_k$  волны, прошедшей через объект. Если изменения показателя преломления  $n(x, y)$  невелики, эйконал (пропорциональный фазе)  $k$ -й волны удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{\partial \Phi_k}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_k}{\partial y}\right)^2 = n^2(x, y). \quad (7.10)$$

Индекс  $k$ , пробегающий значения от 1 до  $K$ , соответствует различным направлениям волны и различным интерферограммам. Показатель преломления можно выразить суммой показателя преломления  $n_0 = \text{const}$  среды и возмущающих членов:

$$n(x, y) = n_0 + \sum_{i=1}^M \gamma^i n_i(x, y). \quad (7.11)$$

Соответственно  $\Phi_k$  можно представить в виде

$$\Phi_k(x, y) = \Phi_{0k}(x, y) + \sum_{i=1}^M \gamma^i \Phi_{ik}(x, y), \quad (7.12)$$

где

$$\Phi_{0k}(x, y) = n_0(\lambda_k x + \mu_k y). \quad (7.13)$$

Подставляя (7.11)—(7.13) в (7.10) и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях  $\gamma$ , получим

$$\begin{aligned} \lambda_k^2 + \mu_k^2 &= 1, \quad \lambda_k \left(\frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial x}\right) + \mu_k \left(\frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial y}\right) = n_1, \\ \lambda_k \left(\frac{\partial \Phi_{2k}}{\partial x}\right) + \mu_k \left(\frac{\partial \Phi_{2k}}{\partial y}\right) &= n_2 - n_0^{-1} \times \\ &\times \left[ \left(\frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial y}\right)^2 - n_1^2 \right], \\ \lambda_k \left(\frac{\partial \Phi_{ik}}{\partial x}\right) + \mu_k \left(\frac{\partial \Phi_{ik}}{\partial y}\right) &= n_i - (2n_0)^{-1} \times \\ &\times \sum_{j=1}^{i-1} \left[ \left(\frac{\partial \Phi_{jk}}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial \Phi_{i-j,k}}{\partial x}\right) + \right. \\ &\left. + \left(\frac{\partial \Phi_{jk}}{\partial y}\right) \left(\frac{\partial \Phi_{i-j,k}}{\partial y}\right) - n_j n_{i-j} \right]. \end{aligned} \quad (7.14)$$

Первое равенство в (7.14) тривиально. Решение второго уравнения представляет собой интеграл от  $n_1$ , вдоль прямой с направляющими косинусами  $\lambda_k, \mu_k$ . Следовательно,  $\Phi_{1k}$  в точке  $D(\xi_{hl}, \eta_{hl})$  на границе исследуемой области определяется выражением

$$\Phi_{1k}(\xi_{hl}, \eta_{hl}) = \int_{S_{hl}}^0 n_1(\lambda_k S + \xi_{hl}, \mu_k S + \eta_{hl}) dS. \quad (7.15)$$

Точка  $D$  (рис. 7.2) есть  $l$ -я точка из  $L$  точек, взятых вдоль границы  $ADC$ . В точке  $B$   $\Phi_{1k} = 0$ , так как предполагается, что на границе нет возмущения падающей волны.

Предположим, что неизвестную функцию  $n_1(x, y)$  можно аппроксимировать конечной последовательностью известных функций  $\chi_m(x, y)$ , т. е.

$$n_1(x, y) = \sum_{m=1}^M \alpha_{1m} \chi_m(x, y), \quad (7.16)$$

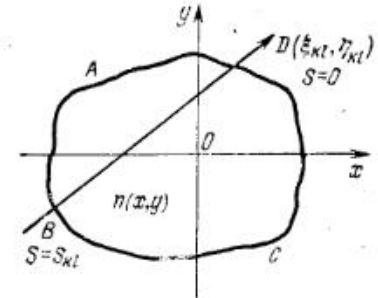


Рис. 7.2. К расчету распределения показателя преломления.

где  $\alpha_{1m}$  — коэффициент разложения. Используя (7.16), уравнение (7.15) запишем в виде

$$\Phi_{1k}(\xi_{hl}, \eta_{hl}) = \sum_{m=1}^M \alpha_{1m} \int_{S_{hl}}^0 \chi_m(\lambda_k S + \xi_{hl}, \mu_k S + \eta_{hl}) dS \quad (7.17)$$

$$(k = 1, 2, \dots, K, l = 1, 2, \dots, L).$$

В этом выражении интеграл можно вычислить, так как форма границы и  $\chi_m$  известны. Эйконал  $\Phi_{1k}(\xi_{hl}, \eta_{hl})$  на границе находится по интерферограммам. Следовательно, выражение (7.17) сводится к системе алгебраических уравнений с  $M$  неизвестными  $\alpha_{11}, \dots, \alpha_{1M}$ . Систему можно решить, если выбрать  $M = KL$ . Это возможно, так как величины  $M, K$  и  $L$  выбираются произвольно. Показатель преломления  $n_1(x, y)$  получим, решив систему уравнений в виде (7.16). Эйконалы  $\Phi_{1k}$  ( $k = 1, 2, \dots, K$ ) внутри границы, необходимые для дальнейших расчетов, можно вычислить как линейные интегралы от  $n_1$ .

Второй член возмущения  $n_2$  можно подсчитать, используя третье соотношение в (7.14), так как второй член в правой части теперь известен. Величины  $\Phi_{2k}$  при подсчете  $n_2$  вдоль границы полагаются равными нулю, а  $n_2$  подставляется в виде, аналогичном (7.16), т. е.

$$n_2(x, y) = \sum_{m=1}^M \alpha_{2m} \chi_m(x, y). \quad (7.18)$$

Коэффициенты разложения определяются из системы алгебраических уравнений

$$\int_{S_{kl}} \frac{1}{n_0} \left[ \left( \frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial y} \right)^2 - n_1^2 \right] dS =$$

$$= \sum_{m=1}^M \alpha_{2m} \int_{S_{kl}} \chi_m (\lambda_k S + \xi_{kl}, \mu_k S + \eta_{kl}) dS \quad (k=1, 2, \dots, K, l=1, 2, \dots, L).$$

(7.19)

Аналогично можно найти последующие члены в выражении  $n(x, y)$ . Однако в большинстве практических случаев изменения показателя преломления столь малы, что достаточно ограничиться подсчетом  $n_1(x, y)$ . Для практической реализации этого метода необходимо использовать вычислительную технику. По мнению авторов, предложивших этот метод, расчеты на ЭВМ позволят выбрать  $K, L$  и вид функций  $\chi_m$ . Авторы работы [12], однако, сообщают, что они пробовали реализовать на ЭВМ этот метод, но столкнулись с большими трудностями.

Следует отметить работу [17], в которой приводится вариант решения рассматриваемой задачи. Этот метод восстановления объемного распределения параметров объекта основан на разложении искомой функции в ряд по ортогональным функциями. Для его реализации требуются данные интерферометрии в диапазоне углов обзора, равном  $180^\circ$ . В [17] описан эксперимент по голографической интерферометрии фазового объекта, имеющего плоскость симметрии, с углом обзора в  $90^\circ$ . Приводятся результаты восстановления объемного распределения параметров объекта. Однако алгоритм восстановления весьма громоздкий, и его реализация представляет значительные трудности.

Приведенные методы показывают некоторые пути решения рассматриваемой задачи и те трудности, которые могут при этом встретиться. Эти методы требуют больших углов обзора исследуемого объекта, весьма громоздки и вызывают большие трудности при численной обработке результатов. Поэтому рассматриваемая задача для окончательного решения требует поиска новых методов решения и совершенствования предложенных.

## 7.2. Восстановление объемного распределения показателя преломления фазовых объектов методом решения несовместной переопределенной системы алгебраических уравнений

Рассмотрим метод восстановления распределения показателя преломления по результатам голографической интерферометрии фазового объекта, основанный на приближенном решении несовместной переопределенной системы линейных алгебраических уравнений [18]. Экспериментальной основой данного метода служит ряд интерферограмм фазового объекта, полученных при диффузном освещении и соответствующих наблюдению объекта с разных ракурсов. Ограничимся для простоты случаем двух измерений. Метод нетрудно обобщить на

случай трех измерений, либо применить последовательно к различным сечениям, перпендикулярным оси  $z$ . Практически необходимо найти распределение изменения показателя преломления  $\Delta n(x, y) = n(x, y) - n_0$ , где  $n(x, y)$  — показатель преломления объекта;  $n_0$  — окружающей среды.

Представим искомое распределение  $\Delta n(x, y)$  в виде функции, принимающей постоянное значение на участках области исследуемого фазового объекта (рис. 7.3). Тогда  $\Delta n$  будет представляться вектором  $\alpha = (\alpha_1, \dots, \alpha_N)$ , размерность которого  $N$  равна числу участков разбиения. При восстановлении дважды экспонированной голограммы из точки  $A$  получим интерферограмму объекта, соответствующую наблюдению из этой точки. По интерферограмме можно восстановить значения интегралов  $\beta_i$  от искомой функции  $\Delta n(x, y)$  вдоль некоторых прямых  $i$ . Каждой прямой соответствует линейное алгебраическое уравнение, например  $l_{11} \alpha_1 + l_{17} \alpha_7 = \beta_1$  (рис. 7.3), где коэффициенты  $l_{11}$  и  $l_{17}$  — длины отрезков прямой интегрирования  $l$  на участках, где функция принимает значения  $\alpha_1$  и  $\alpha_7$  соответственно. Аналогично можно записать  $N$  уравнений для  $N$  лучей, проведенных из одной или нескольких точек на голограмме. Полученная система уравнений может быть неопределенной, поскольку при большом числе неизвестных трудно выбрать систему лучей, задающую независимую систему уравнений. Кроме того, ошибка при экспериментальном определении правых частей уравнений и аппроксимация реальной функции ступенчатой могут привести к тому, что система будет несовместной. Поэтому при решении системы относительно неизвестных  $(\alpha_1, \dots, \alpha_N)$  можно получить приближенное решение, удовлетворяющее некоторым дополнительным требованиям. Практически при нахождении приближенного решения целесообразно рассматривать систему  $M$  уравнений, где  $M > N$ . В этом случае следует ожидать лучшего приближения, так как будут усредняться и ошибки измерений правых частей и ошибки, связанные с выбранной аппроксимацией функции.

Итак, рассмотрим произвольную систему линейных уравнений

$$\begin{aligned} l_{11} \alpha_1 + l_{12} \alpha_2 + \dots + l_{1N} \alpha_N &= \beta_1, \\ l_{21} \alpha_1 + l_{22} \alpha_2 + \dots + l_{2N} \alpha_N &= \beta_2, \\ \dots & \dots \dots \dots \\ l_{M1} \alpha_1 + l_{M2} \alpha_2 + \dots + l_{MN} \alpha_N &= \beta_M \end{aligned} \quad (7.20)$$

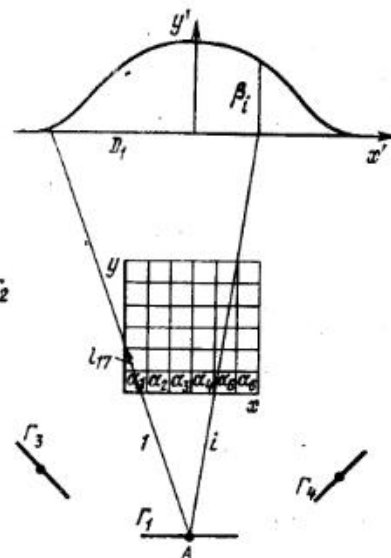


Рис. 7.3. К расчету распределения показателя преломления.

или в матричной записи  $A\alpha = \beta$ , где  $\beta_1, \dots, \beta_M$  — заданные числа, а  $\alpha_1, \dots, \alpha_N$  — неизвестные. Как известно [19], столбец  $\alpha^0 = (\alpha_1^0, \dots, \alpha_N^0)$  называется наилучшим приближенным решением системы (7.20), если при значениях  $\alpha_1 = \alpha_1^0, \alpha_2 = \alpha_2^0, \dots, \alpha_N = \alpha_N^0$  «квадратичное» отклонение

$$|\beta - A\alpha|^2 = \sum_{i=1}^M \left| \beta_i - \sum_{k=1}^N l_{ik} \alpha_k \right|^2 \quad (7.21)$$

достигает своего наименьшего значения и среди всех столбцов, для которых это отклонение имеет минимальное значение, столбец  $\alpha^0$  имеет наименьшую длину, т. е. для этого столбца величина

$$|\alpha|^2 = \sum_{k=1}^N |\alpha_k|^2 \quad (7.22)$$

имеет наименьшее значение. Можно показать [19], что система (7.20) всегда имеет одно и только одно наилучшее приближенное решение, и это приближенное решение определяется по формуле

$$\alpha^0 = A^+ \beta, \quad (7.23)$$

где  $A^+$  — псевдообратная матрица для  $A$ .

Удобным методом нахождения псевдообратной матрицы, не требующим вычисления детерминантов, является метод Гревилля [19]. Этот метод последовательного нахождения псевдообратной матрицы состоит в следующем. Пусть  $a_k$  —  $k$ -столбец в  $M \times N$  матрице  $A$ ,  $A_k = (a_1, \dots, a_k)$  — матрица, образованная первыми  $k$  столбцами матрицы  $A$ ,  $b_k$  — последняя строка в матрице  $A_k^+$  ( $k = 1, \dots, N$ ,  $A_1 = a_1$ ,  $A_N = A$ ). Тогда  $A_1^+ = a_1^+ = a_1^*/a_1^*a_1$  (если  $A_1 = a_1 = 0$ , то  $A_1^+ = 0$ ) и для  $k > 1$  имеем рекуррентные формулы

$$A_k^+ = \begin{pmatrix} B_k \\ b_k \end{pmatrix}, \quad B_k = A_{k-1}^+ - d_k b_k, \quad d_k = A_{k-1}^+ a_k, \quad (7.24)$$

при этом, если  $C_k = a_k - A_{k-1} d_k \neq 0$ , то  $b_k = C_k^+ = (a_k - A_{k-1} d_k)^+$ ; если же  $C_k = 0$ , т. е.  $a_k = A_{k-1} d_k$ , то  $b_k = (1 + d_k^* d_k)^{-1} d_k^* A_{k-1}^+$ . Здесь знак \* означает переход к сопряженной матрице.

Известен другой метод решения поставленной задачи, основанный на ее геометрическом истолковании. Рассмотрим  $N$  векторов  $l_1, l_2, \dots, l_N$ , компоненты которых выписаны в столбцах системы  $l_1 = (l_{11}, l_{21}, \dots, l_{M1}), \dots, l_N = (l_{1N}, l_{2N}, \dots, l_{MN})$ .

Составляя линейную комбинацию  $\alpha_1^0 l_1 + \dots + \alpha_N^0 l_N$ , получим вектор  $\gamma = (\gamma_1, \dots, \gamma_M)$ . Нужно определить числа  $\alpha_1^0, \dots, \alpha_N^0$  так, чтобы вектор  $\gamma$  по норме имел наименьшее возможное отклонение от заданного вектора  $\beta = (\beta_1, \dots, \beta_M)$ .

Совокупность всех линейных комбинаций векторов  $(l_1, \dots, l_N)$  образует подпространство  $L = L(l_1, \dots, l_N)$ . В этом подпространстве наименьшее расстояние до вектора  $\beta$  имеет проекция вектора  $\beta$  на подпространство  $L$ . Числа  $\alpha_1^0, \dots, \alpha_N^0$ , следовательно, должны быть выбраны так, чтобы линейная комбинация  $\alpha_1^0 l_1 + \dots + \alpha_N^0 l_N$  была равна

проекции вектора  $\beta$  на подпространство  $L$ . Решение этой задачи известно [20], оно определяется формулой

$$\alpha_i^0 = D^{-1} \begin{vmatrix} (l_1 l_1) \dots (l_{j-1} l_1) (\beta l_1) (l_{j+1} l_1) \dots (l_N l_1) \\ \dots \\ (l_1 l_N) \dots (l_{j-1} l_N) (\beta l_N) (l_{j+1} l_N) \dots (l_N l_N) \end{vmatrix},$$

где  $D$  — определитель Грама  $G(l_1, \dots, l_N)$ :

$$D = \begin{vmatrix} (l_1 l_1) (l_1 l_2) \dots (l_1 l_N) \\ \dots \\ (l_N l_1) (l_N l_2) \dots (l_N l_N) \end{vmatrix}.$$

Приведенный алгоритм решения требует вычисления  $N + 1$  определителя  $N$ -го порядка.

Для практической проверки метода были выполнены расчеты на ЭВМ БЭСМ-4. В табл. 7.1 приведена структурная схема вычисления приближенного решения несовместной переопределенной системы уравнений. Псевдообратная матрица определялась по формуле (7.24). Рассматривалась система 50 уравнений с 36 неизвестными. В этом случае счет на ЭВМ продолжался 1,5 мин.

Исследуемая область разбивалась на 36 одинаковых квадратных участков. 50 лучей, определяющих 50 уравнений, проводились через исследуемую область из 4 точек (рис. 7.3). На этом рисунке показаны 2 луча, проведенные из одной точки. Чтобы исключить ошибки определения правых частей уравнений и оценить точность метода, восстанавливалась известная функция  $f(x, y) = 100(1 - (x^2 + y^2)/(x_0^2 + y_0^2))$ , где  $2x_0 = 2y_0 = 2,1$  см — сторона квадрата, на котором определялась функция. Размер квадрата, а также расстояние от его центра до голограммы 3,4 см, до диффузора 3,2 см соответствовали условиям эксперимента по интерферометрии пламени спиртовки. Правые части уравнения определялись как интегралы от этой функции на отрезках выбранных лучей, лежащих внутри рассматриваемой области. В табл. 7.2 приведены восстановленные значения 36 неизвестных и значения выбранной функции в центре зон разбиения (в скобках). Среднее значение нормализованной ошибки  $|f_{\text{выч}} - f_{\text{ист}}|/f_{\text{макс}}$  по всем зонам составило 2,5%. Максимальная ошибка — 6,7%. В табл. 7.3 представлены результаты восстановления несимметричной функции

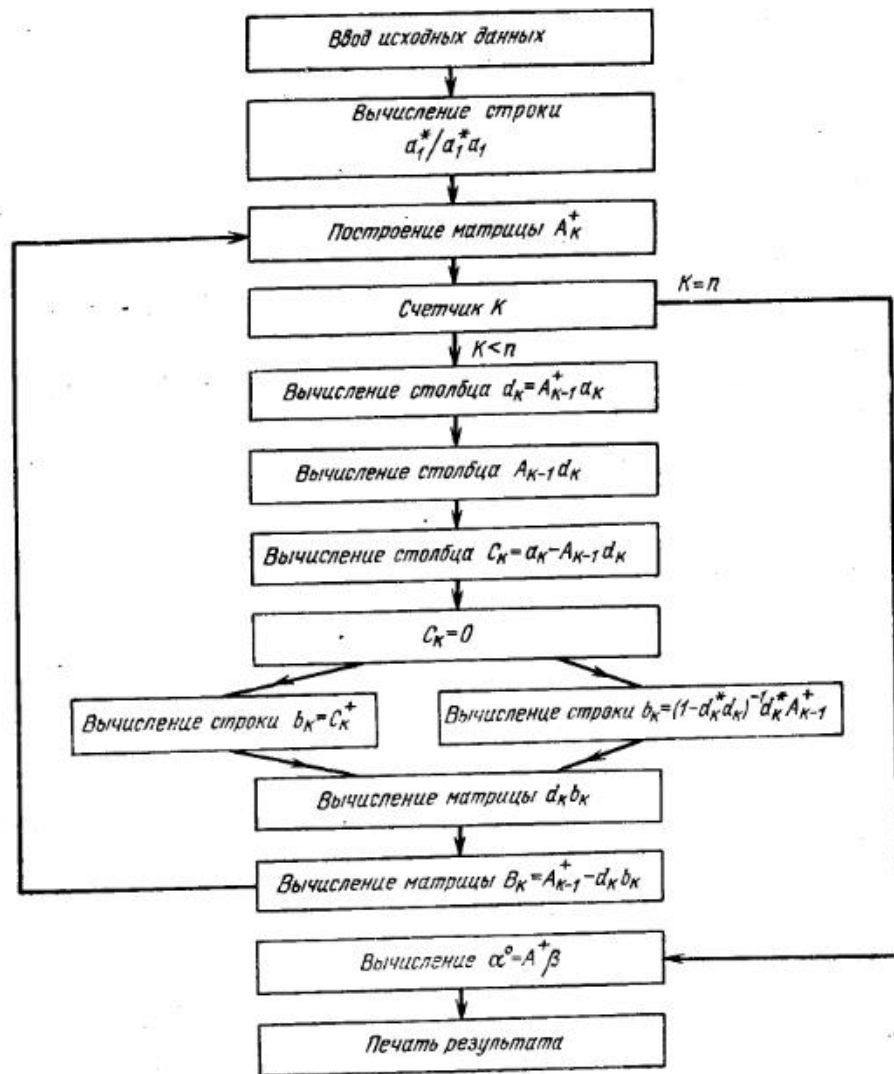
$$f(x, y) = 100(1 - (x^2 + y^2)/(x_0^2 + y_0^2)) + 0,1(210 + x + y).$$

В скобках приведены точные значения функции в центрах квадратов. В этом случае среднее значение нормализованной ошибки составило 2,9%, максимальная ошибка — 8,0%.

Та же система уравнений использовалась для обработки экспериментальных результатов. Голографическим методом была получена интерферограмма пламени спиртовки, соответствующая наблюдению из одной точки. На рис. 7.3 показано распределение значений интегралов от изменения показателя преломления, которое нетрудно получить по интерферограмме, наблюдаемой с голограммы  $\Gamma_1$  на диффузоре  $D_1$ .



Таблица 7.1



Распределение показателя преломления в области пламени приближенно можно считать осесимметричным. На этом основании полагаюсь, что интерферограммы, соответствующие другим точкам наблюдения, расположенным на таком же расстоянии от оси пламени, аналогичны полученной в эксперименте. В табл. 7.4 приведены полученные значения  $\Delta n \cdot 10^4$ . Было рассчитано распределение  $\Delta n$  в пламени методом Шардина [1] в предположении осевой симметрии при разбиении области определения функции на 6 кольцевых зон шириной 0,2 см каждая. Распределение было аппроксимировано плавной кривой. Зна-

Таблица 7.2

29,9 (30,5)	52,7 (52,7)	63,7 (64,1)	59,1 (64,1)	50,9 (52,7)	32,3 (30,5)
50,1 (52,7)	71,2 (75)	89,8 (86,1)	92,6 (86,1)	77,0 (75)	48,2 (52,7)
66,4 (64,1)	89,7 (86,1)	92,3 (97,2)	97,0 (97,2)	87,0 (86,1)	65,4 (64,1)
64,0 (64,1)	87,9 (86,1)	98,7 (97,2)	101,3 (97,2)	82,0 (86,1)	63,6 (64,1)
48,2 (52,7)	72,6 (75)	88,2 (86,1)	86,6 (86,1)	79,5 (75)	50,9 (52,7)
26,3 (30,5)	49,5 (52,7)	65,2 (64,1)	63,0 (64,1)	50,4 (52,7)	28,8 (30,5)

Таблица 7.3

51,1 (51,5)	78,3 (77,2)	91,4 (92,1)	91,3 (95,6)	86,7 (87,7)	71,0 (69)
66,2 (70,2)	91,2 (96)	118,3 (110,6)	123,8 (114,1)	107,5 (106,5)	81,9 (87,7)
82,0 (78,1)	107,8 (103,6)	111,1 (118,2)	116,1 (121,7)	115,1 (114,1)	100,8 (95,6)
74,8 (74,6)	96,7 (100,1)	119,2 (114,7)	126,5 (118,2)	105,7 (110,6)	90,6 (92,1)
53,7 (57,7)	87,4 (85,5)	96,1 (100,1)	103,6 (103,6)	100,5 (96)	78,5 (77,2)
30,0 (34)	55,7 (57,7)	78,7 (74,6)	74,4 (78,1)	65,9 (70,2)	49,1 (51,5)

чения  $\Delta n$  на этой кривой, соответствующие расстоянию до центров квадратных участков от центра области исследования распределения, также приведены в табл. 7.4 (в скобках). Легко видеть, что распределения, полученные обоими методами, достаточно близки.

К увеличению точности восстановления функции по этой методике при выбранном виде аппроксимации может привести увеличение числа уравнений. Можно также обрабатывать результаты одного эксперимента, используя разные системы уравнения, выбирая различную систему лучей, а затем статистически усреднять полученное решение. Можно существенно увеличить точность метода, выбирая размеры и форму зон разбиения, соответствующие характеру исследуемого объекта. Для этого необходимо использовать либо априорную информацию об ожидаемом виде распределения, либо результаты предварительных расчетов с произвольным выбором зон.

Таблица 7.4

0,1 (0)	0,38 (0,6)	1,22 (1,24)	1,15 (1,24)	0,62 (0,6)	0,4 (0)
0,38 (0,6)	1,88 (1,94)	2,59 (2,36)	2,46 (2,36)	1,78 (1,94)	0,25 (0,6)
1,68 (1,24)	2,37 (2,36)	1,47 (1,9)	1,65 (1,9)	2,19 (2,36)	1,44 (1,24)
1,22 (1,24)	2,16 (2,36)	1,9 (1,9)	2,16 (1,9)	2,09 (2,36)	1,34 (1,24)
0,44 (0,6)	2,06 (1,94)	2,12 (2,36)	2,22 (2,36)	2,09 (1,94)	0,53 (0,6)
-0,15 (0)	0,5 (0,6)	1,44 (1,24)	1,13 (1,24)	0,69 (0,6)	-0,1 (0)

В работе [21] сообщается об аналогичном методе восстановления функции по интегралам от нее. Задача также сводится к нахождению решения неопределенной системы алгебраических уравнений, удовлетворяющего условиям (7.21) и (7.22). Однако алгоритм решения [22] иной. Кроме того, отличается вид аппроксимации  $f(x, y)$ :

$$f(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} f'(lm, ln) \operatorname{sinc}\left(\frac{x-lm}{l}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{y-ln}{l}\right), \quad (7.25)$$

где  $f'(lm, ln)$  — значения функции  $f(x, y)$  в точках  $x = lm, y = ln$  и  $\operatorname{sinc} x = \sin \pi x / \pi x$ . В соответствии с теоремой отсчетов такое представление будет точным, если функция имеет ограниченный спектр и интервал выборки  $l$  задан соответствующим образом [23].

В этом случае для интеграла  $f(x, y)$  вдоль  $i$ -го луча можно написать выражение

$$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ f'(lm, ln) \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{x'}{l}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{a_i x' + b_i'}{l}\right) (1 + a_i^2)^{1/2} dx' \right] = F_i. \quad (7.26)$$

Здесь  $x' = x - lm, y' = y - ln, y' = a_i x' + b_i'$  — уравнение  $i$ -го луча. Пределы интегрирования распространены на  $\pm\infty$ .

Вычислив интеграл, получим систему (по  $i$ ) линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных  $f'(lm, ln)$ .

$$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} f'(lm, ln) W_i(m, n) = F(i).$$

Получим выражение для  $W_i(m, n)$ . Рассматривая интеграл в выражении (7.26) как свертку двух функций [23], можно написать:

$$\begin{aligned} W_i(m, n) &= (1 + a_i^2)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{x'}{l}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{a_i x' + b_i'}{l}\right) dx' = \\ &= (1 + a_i^2)^{1/2} (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} F_1(\omega) F_2(-\omega) d\omega, \end{aligned}$$

где

$$F_1(\omega) = \mathcal{F}[\operatorname{sinc}(x'/l)] = 2\pi \Pi_{\pi/l}(\omega) = \begin{cases} l, & |\omega| < \pi/l, \\ 0, & |\omega| > \pi/l; \end{cases}$$

$$\begin{aligned} F_2(\omega) &= \mathcal{F}[\operatorname{sinc}((a_i x' + b_i')/l)] = \mathcal{F}[\operatorname{sinc}(a_i(x' + b_i'/a_i)/l)] = \\ &= \mathcal{F}[\operatorname{sinc}(a_i x'/l)] \exp(i(b_i'/a_i)\omega) = \exp(i(b_i'/a_i)\omega) 2\pi \Pi_{\pi a_i/l}(\omega) = \\ &= \exp(i(b_i'/a_i)\omega) \begin{cases} l/a_i, & |\omega| < \pi/a_i, \\ 0, & |\omega| > \pi/a_i. \end{cases} \end{aligned}$$

Символ  $\mathcal{F}$  означает операцию преобразования Фурье. Здесь мы пользовались теоремой о переносе.

1. Если  $|a_i| \leq 1$ , то, используя известное равенство

$$\int_{-A}^A \frac{1}{2A} e^{-i\omega x} dx = \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega A}{\pi}\right),$$

получим

$$\begin{aligned} W_i(m, n) &= (1 + a_i^2)^{1/2} l \int_{-\pi/a_i/l}^{\pi/a_i/l} \frac{1}{2\pi/a_i} \times \\ &\times \exp\left(-i \frac{b_i'}{a_i} \omega\right) d\omega = (1 + a_i^2)^{1/2} l \operatorname{sinc}\left(\frac{b_i'}{l}\right). \end{aligned}$$

2. Если  $\infty > |a_i| > 1$ , то

$$\begin{aligned} W_i(m, n) &= (1 + a_i^2)^{1/2} \frac{l}{|a_i|} \int_{-\pi/l}^{\pi/l} \frac{1}{2\pi} \exp\left(-i \frac{b_i'}{a_i} \omega\right) d\omega = \\ &= (1 + a_i^2)^{1/2} \frac{l}{|a_i|} \operatorname{sinc}\left(\frac{b_i'}{a_i l}\right). \end{aligned}$$

3. Если  $|a_i| = \infty$ , то уравнение  $i$ -го луча имеет вид  $x = C_i$ . Тогда

$$\begin{aligned} W_i(m, n) &= \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{C_i - lm}{l}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{y - ln}{l}\right) dy = \\ &= l \operatorname{sinc}\left(\frac{C_i - lm}{l}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc} z dz = l \operatorname{sinc}\left(\frac{C_i - lm}{l}\right). \end{aligned}$$

Из двух записей уравнения  $i$ -го луча

$$y' = a_i x' + b_i' \text{ и } y = a_i x + b_i$$

легко получить  $b_i' = b_i + a_i l m - l n$ . Окончательно имеем

$$W_i(m, n) = (1 + a_i^2)^{1/2} l \operatorname{sinc} \frac{(b_i + a_i m l - n l)}{l}$$

при  $|a_i| \leq 1$ ,

$$\frac{(1 + a_i^2)^{1/2} l}{|a_i|} \operatorname{sinc} \left( \frac{b_i + a_i m l - n l}{a_i l} \right)$$

при  $1 < |a_i| < \infty$ ,  $l \operatorname{sinc} ((C_i - m l)/l)$  при  $|a_i| = \infty$ .

Полученные соотношения нетрудно обобщить на случай неравных интервалов разбиения по осям  $x$  и  $y$ . Таким образом, при такой аппроксимации функции подготовка исходной матрицы системы уравнений сводится к вычислению величин  $W_i(m, n)$ . В работе [21] этим методом была восстановлена функция

$$f(x, y) = A \exp [-(x - \mu_x)^2 / \sigma_x^2 - (y - \mu_y)^2 / \sigma_y^2]$$

в единичном квадрате при  $\mu_x = \mu_y = 0,29$ ,  $\sigma_x = \sigma_y = 0,29$ . Решалась система 102 уравнений с 36 неизвестными. Интервалы разбиения были одинаковы по обеим осям. Наибольшее нормализованное отклонение величины  $f'$  от точного значения функции в заданной точке оказалось равным 7,3%, средняя абсолютная величина ошибки по всему распределению составляла 1,7%.

Методом псевдообратной матрицы было получено приближенное решение системы 50 уравнений с 36 неизвестными, коэффициенты в которой соответствовали представлению функции (7.25). Область определения функции и линии интегрирования были те же, что в случае рис. 7.3. Функция задавалась в узловых точках представления (7.25) и соответствовала распределению  $\Delta l$ , полученному методом Шардина в пламени. При точном задании правых частей системы (это делалось умножением матрицы на вектор, компоненты которого равнялись значениям функции в узловых точках) функция восстанавливалась точно. Однако решение оказалось неустойчивым к искажениям правых частей. Устойчивость решения имеет большое значение. Именно эта проблема при алгебраизации подобных задач может создать большие трудности. Устойчивость системы зависит от характера матрицы, которая для рассматриваемых аппроксимаций функции имеет существенно различный вид.

В табл. 7.5 приведены точные значения функции в узловых точках и значения, восстановленные при случайных искажениях правых частей на  $\pm 0,1\lambda$  (в скобках). В соответствии с экспериментальными результатами максимальное значение интеграла равнялось  $6\lambda$ , т. е. ошибка составляет 1,5% от максимального значения правой части. Видно, что при этом отклонение значений функции от исходных весьма

значительно. Такие же отклонения наблюдались при искажении правой части на  $0,1\lambda$  по другому случайному закону.

Таблица 7.5

0 (-11,8)	0 (1,2)	2,5 (11,7)	2,5 (0,4)	0 (-1,3)	0 (9,5)
0 (6,4)	12,5 (1,1)	22 (6,9)	22 (27,9)	12,5 (23,6)	0 (-3,7)
2,5 (3,8)	22 (28,2)	20,5 (25,4)	20,5 (15,9)	22 (16,4)	2,5 (-0,04)
2,5 (0,01)	22 (31,5)	20,5 (14,6)	20,5 (24,7)	22 (14,8)	2,5 (2,7)
0 (-2,3)	12,5 (4,6)	22 (32,7)	22 (9,8)	12,5 (20,1)	0 (1,9)
0 (-0,85)	0 (6,3)	2,5 (-1,3)	2,5 (8,8)	0 (-7,2)	0 (5,7)

В табл. 7.6 приведены точные значения функции распределения  $\Delta l$  в пламени, полученные (для случая аппроксимации ступенчатой функцией) при искажениях «точных» правых частей на  $0,1\lambda$  (по тому же случайному закону, что табл. 7.5). Точные значения соответствуют распределению  $\Delta l$  в центрах квадратов разбиения, которые не совпадают с узловыми точками при представлении функции в виде (7.25). Этим объясняется различие «точных значений» в табл. 7.5 и 7.6. Легко видеть, что при аппроксимации ступенчатой функцией устойчивость решения к искажениям правых частей значительно выше. Среднее нормализованное отклонение по всему распределению составило 4,1%.

Таблица 7.6

0 (-0,3)	6 (6,2)	12,5 (11,0)	12,5 (13,0)	6 (6,0)	0 (0,5)
6 (5,7)	20 (21,3)	23 (21,6)	23 (23,0)	20 (20,3)	6 (7,0)
12,5 (11,1)	23 (23,5)	20 (21,0)	20 (21,1)	23 (24,4)	12,5 (10,1)
12,5 (15,8)	23 (21,3)	20 (20,5)	20 (17,8)	23 (22,9)	12,5 (12,8)
6 (4,9)	20 (19,9)	23 (22,7)	23 (23,9)	20 (19,6)	6 (4,9)
0 (-0,8)	6,0 (7,9)	12,5 (12,6)	12,5 (10,8)	6 (6,7)	0 (-0,26)

В рассмотренной задаче восстановления функции через интегралы от нее предполагалось, что интегралы известны. Мы не будем в данном разделе рассматривать вопросы техники получения интерферограмм голографическим методом с большим углом обзора объекта. Однако, если такие интерферограммы уже получены, для оперативного и точного определения по ним интегралов, соответствующих определенным лучам просвечивания, требуется предварительно решить некоторые задачи. Отметим основные из них. Первая задача — автоматический ввод интерферограммы в машину и машинная фильтрация двумерного изображения. Фильтрация связана с крапчатой структурой интерферограммы, характерной для всякого изображения, полученного голографическим методом при диффузном освещении и восстанавливаемого лучом малого диаметра. Восстановление тонким лучом необходимо, чтобы строго фиксировать направление просвечивания и обеспечить большую глубину фокусировки. Последнее обстоятельство особенно важно, когда получают голограммы с большим углом обзора объекта. В этом случае относительно велика разница расстояний до объекта, в области которого, как правило, локализуется интерференционная картина, и до диффузора, с которым часто связана опорная сетка, необходимая для количественных измерений. Чтобы одновременно четко зарегистрировать интерферограммы и опорную сетку, диаметр восстанавливающего луча в некоторых экспериментах должен быть менее 1 мм. При этом шум, наложенный на интерференционную картину, очень велик.

Фильтрация интерферограмм осуществляется оптическими методами или сочетанием их с машинной фильтрацией. На этой же стадии можно ликвидировать другие искажения изображения; например, связанные с нелинейностью фотоматериала. Полученную после такой обработки интерферограмму можно назвать математической. Вторая задача — восстановление интегралов, соответствующих определенным лучам просвечивания по математической интерферограмме. Указанные задачи частично рассмотрены в работах [24, 25].

### 7.3. Влияние смещения смотровых окон на интерферограммы фазовых объектов

Для голографического исследования фазовых объектов в ряде случаев необходимо применять экспериментальные секции с прозрачными для используемого излучения стенками — смотровыми окнами. Известно, что качество их изготовления не влияет на получение голографических интерферограмм, если окна не смещаются между экспозициями. Практически же метод двойной экспозиции часто используется для изучения процессов, сопровождающихся смещением окон за время между экспозициями (например, при исследовании течения тонких пристенных жидких пленок в двухфазном потоке [26], ударных волн [27] и т. п.). В этих случаях качество и характер интерферограмм существенно зависят от стабильности положения смотровых окон. Смещение окон за время между голографическими экспозициями приводит к возникновению дополнительной оптической разности хода, влияющей

на интерференционную картину исследуемого объекта. В зависимости от величины этой разности либо появляется искажение интерференционной картины (если дополнительная разность хода сравнима с изменением оптической толщины объекта между экспозициями), либо интерференционной картины исследуемого объекта нет (когда дополнительная разность хода существенно больше изменения оптической толщины объекта). Если материал, из которого изготовлены смотровые окна, оптически неоднороден или поверхность окон не является плоскопараллельной, то даже небольшое их смещение за время между экспозициями вызывает значительные фазовые изменения в проходящем излучении.

В связи с этим рассмотрим влияние геометрии смотровых окон и их смещений на интерферограммы фазовых объектов. Рассмотрение будем проводить для плоскопараллельных смотровых окон. В общем случае смещение окон вследствие действия на них механических сил во время исследуемого процесса можно рассматривать как сумму независимых вращений относительно трех взаимноперпендикулярных осей и параллельных переносов вдоль этих осей (рис. 7.4, а). Очевидно, что параллельные смещения не вызывают фазовых изменений в излучении, проходящем через плоскопараллельные оптически однородные пластины. При наличии двух параллельных пластин, расположенных на некотором расстоянии под углом  $\gamma$  друг к другу (из-за неточности установки), фазовые изменения, вносимые обеими пластинами, в общем случае зависят от угла падения лучей. Это обстоятельство значительно усложняет теоретический анализ. Учитывая также, что угол практически весьма мал, можно показать, что при  $n = 1,33$  и  $\gamma = 0,1$  действие двух таких пластин сводится к действию одной пластины, имеющей толщину  $d$ , определяемую выражением [28]

$$d = d' (1 + \sqrt{1 - \sin^2 \gamma / n^2}), \quad (7.27)$$

где  $d'$  — толщина одной из пластин;  $n$  — показатель преломления материала пластин;  $\gamma$  — угол между пластинами.

Рассмотрим запись интерферограммы с использованием расщепителя. Считаем, что восстановление изображения производится с небольшого участка голограммы. Оптическая разность хода, вносимая поворотом пластины на угол  $\beta$  относительно ребра  $AB$  (рис. 7.4, б), расположенного параллельно оси  $y$ , есть разность хода между лучом  $OPQR$  и  $OCDE$ . Выражение для этой разности хода может быть записано следующим образом:

$$\Delta\varphi_{\text{пов}} = \frac{(d-m)}{\cos \Gamma} + l n - \frac{dn}{\sqrt{1 - \sin^2 \Gamma / n^2}}, \quad (7.28)$$

где  $l$  — длина пути луча внутри пластины, повернутой на угол  $\beta$ ;  $m$  — проекция  $l$  на оси  $x$ ;  $d$  — толщина пластины;  $\Gamma$  — угол между лучом и осью  $x$ ;  $n$  — показатель преломления материала пластины.

Подставим в формулу (7.28) выражения

$$l = \frac{dn}{[n - \sin^2(\alpha - \beta)]^{1/2}} \sqrt{\frac{\sin^2 \theta \cos^2 [\beta + \arcsin(\sin(\alpha - \beta)/n)]}{n^2 (1 - \sin^2 \theta/n^2)}};$$

$$m = \frac{d \cos [\beta + \arcsin(\sin(\alpha - \beta)/n)]}{\sqrt{1 - \sin^2(\alpha - \beta)/n^2}};$$

$$\Gamma = \arctg \sqrt{\text{tg}^2 \alpha + \text{tg}^2 \theta},$$

где  $\alpha$  и  $\theta$  — угол между осью  $x$  и проекциями луча\* на плоскости  $zOx$  и  $yOx$  соответственно. Оптическая разность хода, вносимая поворо-

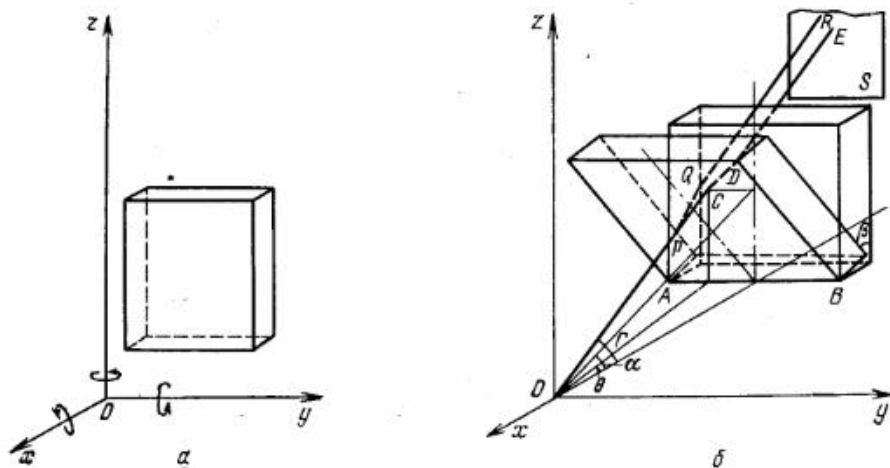


Рис. 7.4. Схема, поясняющая расчет.

том плоскопараллельной оптически однородной пластины единичной толщины, в зависимости от угла поворота  $\beta$ , равна:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\text{пов}}/d = \sqrt{1 + \text{tg}^2 \alpha + \text{tg}^2 \theta} [1 - \cos(\beta + \arcsin \xi/\sqrt{1 - \xi^2})] +$$

$$+ n^{-1} \sqrt{(n^2 - \sin^2(\beta + \arcsin \xi) \sin^2 \theta / (1 - \sin^2 \theta/n^2)(1 - \xi^2)) -$$

$$- n^2/\sqrt{n^2 - \text{tg}^2 \alpha + \text{tg}^2 \theta / 1 + \text{tg}^2 \alpha + \text{tg}^2 \theta}}, \quad (7.29)$$

где  $\xi = \sin(\alpha - \beta) n^{-1}$ .

Анализ выражения (7.29) производился с помощью ЭВМ. Получены зависимости оптической разности хода  $\Delta\varphi$ , вносимой поворотом пластины единичной толщины, от углов  $\alpha$  и  $\theta$  для различных углов поворота  $\beta$ . В качестве примера на рис. 7.5 и 7.6 приведены графики зависимостей  $\lg \Delta\varphi = f(\alpha)$  при  $\theta = 0^\circ$  для различных  $\beta$  и  $\lg \Delta\varphi = f(\beta)$  при различных  $\alpha$ .

\* Вследствие симметрии задачи углы  $\alpha$  и  $\theta$  численно равны углам наблюдения интерференционной картины в плоскостях  $zOx$  и  $yOx$  соответственно.

Из приведенных кривых видно, что если интерферограмму наблюдать при изменении угла  $\alpha$  в пределах от  $0$  до  $20^\circ$ , для фиксированного угла поворота пластины  $\beta$  изменения оптической разности хода малы. При постоянном угле  $\alpha$  (это эквивалентно постоянному углу зрения

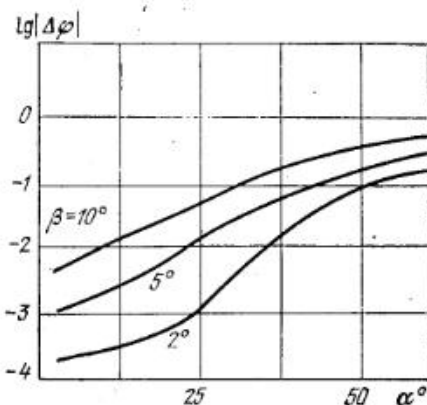


Рис. 7.5. Зависимость изменения оптической разности хода от угла наблюдения  $\alpha$ .

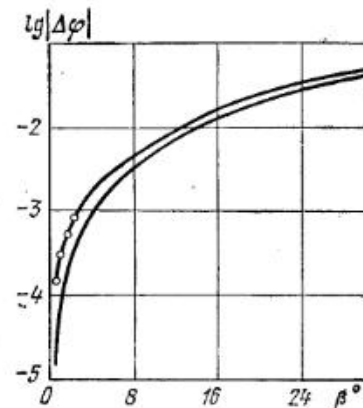


Рис. 7.6. Зависимость изменения оптической разности хода от угла поворота  $\beta$ .

в плоскости  $zOx$ ) небольшое изменение угла поворота приводит к существенным изменениям разности хода; зависимость  $\Delta\varphi = f(\theta)$  гораздо слабее, чем зависимость  $\Delta\varphi = f(\alpha)$ . Из приведенных расчетов следует, что поворот плоскопараллельных смотровых окон относительно исходного положения вызывает существенные изменения фазы проходящей волны в плоскости, нормальной оси вращения. Эксперименты, проведенные на установке УИГ-2М (см. гл. 8), позволили наблюдать в реальном масштабе времени изменения интерференционной картины, возникающие при повороте пластины, в зависимости от величины угла поворота. В качестве иллюстрации на рис. 7.7 приведена интерферограмма, полученная при повороте пластины относительно вертикальной оси, лежащей в плоскости пластины ( $\beta = 5^\circ$ ,  $\alpha = \theta = 20^\circ$ ). Направление интерференционных полос совпадает с направлением оси вращения.



Рис. 7.7. Интерферограмма, полученная при повороте пластины.

На рис. 7.6 приведены экспериментальные значения  $\lg \Delta\varphi$ , полученные из подобных интерферограмм для  $\alpha = 20^\circ$ ,  $\theta = 0^\circ$ . Экспериментальные точки практически совпадают с точками на расчетной кривой, построенной в соответствии с выражением (7.29).

Полученные зависимости (например, на рис. 7.6) можно использовать для определения допустимых значений смещений плоскопарал-

дельных оптически однородных окон экспериментальной секции при голографической интерферометрии, а также для выбора оптимальной с этой точки зрения толщины смотровых окон, если оценочное значение оптической толщины объекта предварительно определено.

В качестве примера оценивалось влияние поворота таких окон на интерферограмму известного фазового объекта — плоскопараллельной пластины. Оптическая разность хода, вносимая пластиной-объектом, определяется выражением

$$\Delta\varphi_{об} = d/\cos \Gamma + dn/\sqrt{1 - \sin^2 \Gamma/n^2},$$

где  $\Gamma = \arctg(\operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \theta)^{1/2}$ .

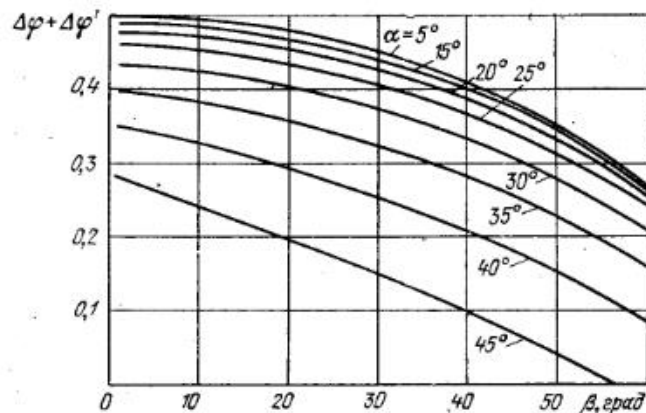


Рис. 7.8. Зависимость изменения оптической разности хода в случае объекта — плоскопараллельной пластины от угла поворота смотрового окна  $\beta$ .

Обозначив  $\Delta\varphi' = \Delta\varphi/d$ , можно записать вносимую пластиной-объектом единичной толщины и поворотом пластины-окна полную разность хода:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi + \Delta\varphi' = & \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \theta} [2 - \cos(\beta + \arcsin \xi)] / \sqrt{1 - \xi^2} + \\ & + n^{-1} (n^2 - \sin^2(\beta + \arcsin \xi) \sin^2 \theta) / (1 - \sin^2 \theta/n^2) (1 - \xi^2) - \\ & - 2n^2 / \sqrt{n^2 - (\operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \theta) / (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \theta)}. \end{aligned} \quad (7.30)$$

На ЭВМ были произведены расчеты по формуле (7.30). График полученных зависимостей  $(\Delta\varphi + \Delta\varphi') = f(\beta)$  приведен на рис. 7.8. Изменения разности хода  $(\Delta\varphi + \Delta\varphi')$  при изменении угла от  $0^\circ$  до  $5^\circ$  (при  $\alpha = 20^\circ$ ) не превышают  $5 \cdot 10^{-3}$ . Из рис. 7.8 видно, что при  $\beta = 5^\circ$  ( $\alpha = 20^\circ$ ) оптическая разность хода, вносимая поворотом плоскопараллельной пластины единичной толщины, не превышает  $2 \cdot 10^{-3}$ , т. е. на порядок меньше, чем  $(\Delta\varphi + \Delta\varphi')$  при указанных условиях; следовательно, влиянием поворота смотровых окон в указанных пределах для расчета интерференционной картины объектов рассматриваемого типа можно пренебречь.

Для экспериментального подтверждения приведенного расчета была записана голограмма пластины-объекта, расположенной последовательно с пластиной, имитирующей смотровое окно. Голограмма проявлялась на месте, затем пластина-объект убиралась, и в реальном масштабе времени наблюдались изменения интерференционной картины при повороте окна. Толщина пластины-объекта и пластины, имитирующей окно, была одинаковой. При небольших значениях угла поворота  $\beta$  до  $2^\circ$  изменения формы и частоты концентрических интерференционных полос не наблюдалось. При дальнейшем увеличении угла поворота окон было заметно некоторое изменение частоты интерференционных колец.

В случаях, когда предварительная теоретическая оценка изменения оптической толщины объекта не представляется возможной, необходимо провести вспомогательные эксперименты, позволяющие получить эту оценку. Таким образом, при использовании плоскопараллельных смотровых окон в экспериментах по получению голографических интерферограмм объектов, изменяющих оптическую длину на величину, меньшую  $10^{-3}$  мм, поворотом окон на угол  $\beta$  меньше  $2^\circ$  можно пренебречь.

#### 7.4. Методы анализа интерферограмм диффузно отражающих объектов

Голографическая интерферометрия в отличие от классической обладает значительно большей областью применения, позволяя, в частности, исследовать трехмерные диффузно отражающие объекты. Но это приводит к существенному усложнению методов расчета интерферограмм, что объясняется в основном двумя следующими причинами. Во-первых, интерферограмма диффузно отражающего объекта значительно информативнее. Действительно, пусть в результате деформации некоторая точка  $O$  поверхности объекта перемещается или по оси  $x$  на величину  $\Delta r_x$  в положение  $O'$  (рис. 7.9, а), или по оси  $z$ , перпендикулярной поверхности объекта, на величину  $\Delta r_z$  (рис. 7.9, б). При смещении плоской зеркально отражающей поверхности по оси  $x$  она переходит сама в себя и, так как точки плоской зеркально отражающей поверхности, например  $O$  и  $O'$ , неотличимы друг от друга, интерференционные полосы на восстановленном изображении не наблюдаются. Если же поверхность диффузно отражающая, то между точкой в положениях  $O$  и  $O'$  возникает разность оптического пути, равная

$$O_1O - O_2O' = \Delta r_x (\cos \alpha_x \mp \cos \beta_x) = N_x \lambda, \quad (7.31)$$

где  $\alpha_x$  и  $\beta_x$  — углы между осью  $x$  и направлениями освещения поверхности объекта и наблюдения восстановленного изображения соответственно. Знак « $\rightarrow$ » соответствует освещению и наблюдению по разные стороны перпендикуляра к поверхности, знак « $+$ » соответствует освещению и наблюдению с одной стороны.  $N_x$  в общем случае произвольное число. При  $N_x = 0, 1, 2$  разность оптического пути кратна длине волны, и на восстановленном изображении образуются интерференционные максимумы.

Величина  $N_x$  определяет порядок интерференционного максимума. Аналогично определяется положение интерференционных максимумов при перемещении точки объекта по оси  $y$ . При перемещении точек объекта перпендикулярно его поверхности (рис. 7.9, б) как для зеркально отражающего, так и для диффузно отражающего объекта разность оптического пути равна

$$\Delta r_z (\cos \alpha_z + \cos \beta_z) = N_z \lambda. \quad (7.32)$$

Знак «+» между косинусами для диффузно отражающих объектов сохраняется для любого направления наблюдения.

Таким образом, интерферограмма диффузно отражающего объекта несет информацию о перемещении точек его поверхности по всем трем

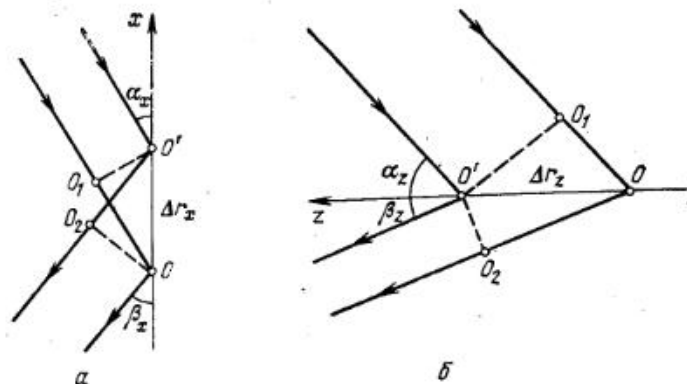


Рис. 7.9. К образованию интерференционной картины при смещении точки поверхности объекта:  
а — по оси  $x$ ; б — по оси  $z$ .

координатам, в то время как для зеркально отражающего плоского объекта — только о перемещении, перпендикулярном его поверхности. Для зеркально отражающего объекта интерференционные полосы наблюдаются по всему объему, в котором перекрываются интерферирующие волновые поля и, в частности, на поверхности самого объекта. Интерферограмма диффузно отражающего объекта локализована в некоторой области пространства и в зависимости от характера изменения состояния объекта, может находиться как на поверхности объекта, так и вне ее [29—32]. Локализация интерференционных полос строго на поверхности объекта наблюдается лишь в случае поворота объекта вокруг оси, проходящей через его поверхность. Однако в большинстве случаев полосы локализируются весьма близко к поверхности объекта. При параллельном переносе диффузно отражающего объекта как целого интерференционные полосы располагаются на некотором расстоянии от него в зависимости от величины смещения и геометрии эксперимента. Но и в этом случае наблюдать или фотографировать поверхность объекта и интерференционные полосы одновременно можно за счет уменьшения апертуры оптической системы, приводящей к увели-

чению глубины резкости. Малая апертура необходима и по другой причине. При увеличении апертуры начинается усреднение интерференционной картины по диапазону углов, под которыми она наблюдается, и ее контрастность падает [29—33].

Другой трудностью, осложняющей расчет голографических интерферограмм, является определение начала отсчета, т. е. номера интерференционной полосы, так как в отличие от классической интерферометрии в голографической отсутствует ахроматическая полоса нулевого порядка. Иногда ее можно найти из условий эксперимента. Например, при деформации жестко закрепленного объекта нулевая полоса проходит через точки закрепления, остающиеся неподвижными. Если исследуется смещение одной части поверхности относительно другой, за начало отсчета принимается полоса, проходящая через базовый участок поверхности. Если восстановленное изображение можно наблюдать в достаточно большом интервале углов, или перемещения резко возрастают от нулевого значения, интерференционная полоса нулевого порядка находится как единственная, не изменяющая своего положения при изменении угла наблюдения [34].

Более универсальными являются две методики, описанные в [35, 36]. В первой из них получают две интерферограммы при различных углах освещения объекта. Полоса нулевого порядка на обеих интерферограммах должна совпадать. Во второй применяется запись дополнительной голограммы методом усреднения по времени. Как показано в работах [37, 38], в общем случае перемещения объекта во время экспозиции интенсивность  $I(\mathbf{r})$  восстановленного изображения равна

$$I(\mathbf{r}) = I_0(\mathbf{r}) \left| \tau^{-1} \int_0^\tau \exp \left[ i \frac{4\pi}{\lambda} S(\mathbf{r}, t) dt \right] \right|^2, \quad (7.33)$$

где  $I_0(\mathbf{r})$  — изображение, соответствующее невозмущенному объекту;  $\tau$  — время экспозиции;  $S(\mathbf{r}, t)$  — перемещение точек объекта;  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, а направления освещения и наблюдения перпендикулярны поверхности объекта. Так, для перемещения точек объекта с постоянной скоростью  $V(\mathbf{r})$  при экспозиции функции  $S(\mathbf{r}, t) = V(\mathbf{r})t$  и выражение (7.33) принимает вид

$$I(\mathbf{r}) = \frac{I_0(\mathbf{r}) \sin^2 [(2\pi/\lambda) V(\mathbf{r}) \tau]}{[(2\pi/\lambda) V(\mathbf{r}) \tau]^2}. \quad (7.34)$$

Выражение (7.34) можно получить и из расчета амплитудного пропускания полученной голограммы, либо из расчета влияния движения объекта на когерентность [39—40]. Максимальная яркость на восстановленном изображении соответствует несмещенным участкам объекта, через которые проходит интерференционная полоса нулевого порядка, и они легко определяются визуально.

Рассмотрим сначала расчет интерферограмм, полученных двойной экспозицией, для случая, когда интерференционная полоса нулевого порядка присутствует на восстановленном изображении и определена одним из описанных способов. Из нескольких известных методов рас-

чета [29, 31, 41—50] опишем один, наиболее часто применяющийся в практике. В (7.31) учитывается перемещение точки поверхности объекта только по координате  $x$ . В общем случае в результате деформации вектор перемещения имеет отличные от нуля проекции на все три оси координатной системы и уравнение интерферограммы принимает вид

$$\Delta r_x (\cos \alpha_x \mp \cos \beta_x) + \Delta r_y (\cos \alpha_y \mp \cos \beta_y) + \Delta r_z (\cos \alpha_z + \cos \beta_z) = N\lambda. \quad (7.35)$$

Для расчета перемещения исследуемой точки объекта требуется еще два линейно независимых уравнения и, следовательно, еще два направ-

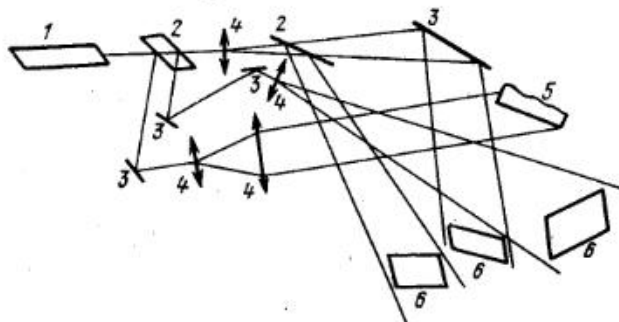


Рис. 7.10. Схема одновременной записи трех голограмм исследуемого объекта:  
1 — лазер; 2 — делители пучка; 3 — зеркала; 4 — линзы; 5 — объект; 6 — голограмма.

ления наблюдения. Так как точность измерения повышается с увеличением угла между направлениями наблюдения, необходимо записать или одну голограмму, удовлетворяющую этому условию, или три отдельных голограммы, каждая из которых позволяет получить соответствующее уравнение. Если интерференционная полоса нулевого порядка известна, целесообразно реализовать вариант с тремя голограммами [47—49]. Одна из возможных экспериментальных схем и использованные в ней углы освещения и наблюдения с осями координат [49] представлены на рис. 7.10 и в табл. 7.7 соответственно.

Таблица 7.7

$x$	$y$	$z$	$x$	$y$	$z$
60°	150°	90°	35°	110°	60°
37°	127°	90°	0°	90°	90°

Различные варианты выбора направлений освещения и наблюдения, упрощающие расчеты, обсуждены в [48, 49]. Например, выбирая направление освещения перпендикулярное оси  $y$ , два направления наблюдения по оси  $x$ , симметричные относительно оси  $z$ , получают два

уравнения, не содержащие  $\Delta r_y$ , так как углы  $\alpha_y, \beta_y$  равны 90°. Простые геометрические построения (см. рис. 7.9) показывают, что для направления наблюдения, находящегося по ту же сторону от перпендикуляра к поверхности в точке  $O$ , что и направление освещения, знак перед  $\cos \beta_x, \cos \beta_y$  в (7.35) изменяется на обратный, а для  $\cos \beta_x$  сохраняется. Поэтому, вычитая одно уравнение из другого, находят  $\Delta r_x$ . Если на исследуемом объекте не осталось недеформированных участков и интерференционная полоса нулевого порядка отсутствует, получают одну голограмму, обеспечивающую возможно большой диапазон углов наблюдения, и изменяют направление наблюдения не дискретно, а непрерывно, считая число интерференционных полос, прошедших через точку наблюдения [29]. Если выбирать направление наблюдения симметрично оси  $z$ , то число интерференционных полос, прошедших через точку наблюдения, будет нести информацию только о  $\Delta r_x$  [51] и будет равно разности двух интерференционных картин, как описано в приведенном примере для дискретных направлений наблюдения.

По интерферограмме, полученной двойной экспозицией, величину перемещения наблюдаемой точки объекта можно определить с точностью до знака. Знак отклонения определяется только в реальном масштабе времени дополнительным смещением объекта [46, 50]: если направление дополнительного смещения совпадает с направлением перемещения, интерференционные полосы становятся чаще, если нет — реже. Фактически такое смещение эквивалентно изменению оптического пути в схеме: освещающий пучок — объект. Изменение оптического пути можно осуществить не смещением объекта, а внесением в освещающий пучок фазовой задержки. Исследование в реальном масштабе времени обладает и другим преимуществом: номер интерференционной полосы в выбранной точке объекта по всем трем направлениям определяется простым подсчетом числа интерференционных полос, прошедших через данную точку от момента приложения к объекту возмущения до окончания его действия, и фотографированием окончательной интерференционной картины по всем направлениям наблюдения. В особо ответственных экспериментах целесообразно применить киносъемку.

В описанных в этом параграфе методах расчета интерферограмм употребление терминологии «определение перемещений в точке поверхности объекта» обусловлено принципиальными соображениями. Действительно, невозможно наблюдать, а для трехмерных объектов и освещать, всю поверхность объекта под одними и теми же углами, и интерференционные полосы, строго говоря, представляют собой не линии равных перемещений, а линии равных изменений оптического пути. Изменение углов освещения и наблюдения по поверхности объекта должно учитываться при расчете, это приводит к громоздким вычислениям, которые в общем случае произвольного объекта и расчета величин перемещения по трем координатам требуют использования ЭВМ. К настоящему времени опубликована только одна работа [52], в которой сообщается о разработке такой программы для ЭВМ «Минск-22» с выводом окончательных результатов на электронно-



лучевую трубку. В [52], однако, решена только частная задача определения перемещения точек плоской поверхности по одной координате оси  $z$ , по интерферограмме, на которой присутствует интерференционная полоса нулевого порядка, проходящая через область закрепления объекта, причем вопрос об учете изменения углов освещения и наблюдения по объекту не обсуждается.

Таким образом, разработанные к настоящему времени методы расчета интерферограмм диффузно отражающих объектов позволяют получать количественную информацию о распределении перемещений по всей поверхности объекта только для объектов с плоской поверхностью.

Кроме описанных в этом параграфе, можно отметить еще несколько сравнительно недавно опубликованных методов, часть из которых еще находится в стадии разработки: методы, основанные на оптической фильтрации [45, 53, 54]; методы, основанные на получении интерферограмм в полосах конечной ширины [55, 56], метод холодиаграмм Н. Абрамсона для быстрого получения оценочных данных по интерферограммам [41—44]. Один из методов, основанный на оптической фильтрации, рассмотрен в следующем параграфе.

### 7.5. Выделение отдельных проекций вектора перемещения оптической фильтрацией

Для объектов небольших размеров с плоской поверхностью удобно применить метод, предложенный в работе [54], позволяющий получить три интерферограммы, каждая из которых содержит информацию только об одной из проекций вектора перемещения. Принципиальная оптическая схема представлена на рис. 7.11. В фокальной плоскости линзы 5 находится пространственный фильтр — непрозрачный экран с отверстиями, диаметры  $d$  которых удовлетворяют условию  $\lambda \ll d \ll f$ , где  $f$  — фокальные длины линз 5 и 6. Пусть в пространственном фильтре, кроме отверстия для освещающего пучка, открыты только отверстия по оси  $y$ . Тогда необходимость в опорном пучке отпадает, так как на фотопластинке, расположенной в плоскости изображения, образуются два совмещенных изображения, каждое из которых является опорным по отношению к соседнему. Волновые поля в плоскости фотопластинки накладываются под углом друг к другу, что приводит к образованию несущей. Во время первой и второй экспозиции на фотопластинке фиксируется результирующая интенсивность:

$$I_1(x, y) = |V(x, y, \omega_{0y}) \exp(i\omega_{0y}y) + V(x, y - \omega_{0y}) \times \exp(-i\omega_{0y}y)|^2, \quad (7.36)$$

$$I_2(x, y) = |V(x, y, \omega_{0y}) \exp[i\omega_{0y}y + \varphi(x, y, \omega_{0y})] + V(x, y, -\omega_{0y}) \exp i[-\omega_{0y}y + \varphi(x, y, -\omega_{0y})]|, \quad (7.37)$$

где  $V(x, y, \mp \omega_{0y})$  — комплексная амплитуда;  $\omega_{0y} = (2\pi/\lambda) \cos \beta_y$  — пространственная частота;  $\cos \beta_y$  — направляющий косинус  $\varphi(x, y, \mp \omega_{0y})$  — функция, описывающая изменение фазы, вызванное приложением деформирующей нагрузки, и определяемая уравнением (7.35). В (7.37) считается, что смещение точек по-

верхности объекта между экспозициями меньше разрешения оптической системы, и изменение модуля комплексной амплитуды не учитывается. Для упрощения в (7.36), (7.37) учитываются только две частоты ( $\pm \omega_{0y}$ ) углового спектра плоских волн, каждая из которых проходит через центр соответствующего отверстия в пространственном фильтре. При такой записи  $\omega_{0y}$  можно считать средней частотой узкого диапазона пространственных частот, пропущенных фильтром. В процессе восстановления при освещении плоским волновым фронтом, направленным перпендикулярно поверхности голограммы, амплитуда

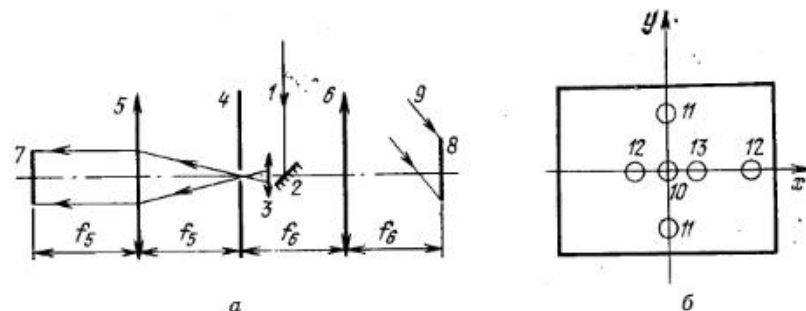


Рис. 7.11. Схема выделения отдельных проекций вектора перемещения в процессе записи (а); пространственный фильтр (б): 1 — луч лазера; 2 — зеркало; 3, 5, 6 — линзы; 4 — пространственный фильтр; 7 — объект; 8 — фотопластинка; 9 — опорный пучок для выделения  $\Delta r_x$ ; 10 — отверстие для освещающего пучка; 11, 12, 13 — отверстия для выделения  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$  и  $\Delta r_z$ .

поля восстановленного изображения  $U(x, y)$  в  $\pm 1$ -м порядке дифракции равна:

$$U(x, y) = V(x, y, \omega_{0y})V^*(x, y, -\omega_{0y}) \times [1 + \exp i\{\varphi(x, y, \omega_{0y}) - \varphi(x, y, -\omega_{0y})\}]. \quad (7.38)$$

Таким образом, в отличие от обычной голографической записи, поле восстановленного изображения пропорционально распределению по объекту не амплитуды, а интенсивности, и такую голограмму естественно назвать голограммой интенсивности. При наблюдении или фотографировании восстановленного изображения регистрируется его интенсивность, равная квадрату амплитуды:

$$|U(x, y)|^2 = |V(x, y, \omega_{0y})V^*(x, y, -\omega_{0y})|^2 \times [1 + \exp i\{\varphi(x, y, \omega_{0y}) - \varphi(x, y, -\omega_{0y})\}]^2. \quad (7.39)$$

С учетом (7.35), а также того, что  $\beta_x = \pi/2$ ,

$$\varphi(x, y, \omega_{0y}) - \varphi(x, y, -\omega_{0y}) = 2\Delta r_y \cos \beta_y = N_y \lambda. \quad (7.40)$$

Таким образом, интерферограмма на восстановленном изображении несет информацию только о  $\Delta r_y$ . Как уже отмечалось в § 7.4, в общем случае расчет интерферограмм диффузно отражающих объектов усложняется изменением  $\cos \alpha_i$  и  $\cos \beta_i$  по поверхности объекта. В данном случае эта трудность обходится, так как  $\cos \beta_i = \text{const}$  по поверхности объекта, и расчет интерферограммы (при известном  $N_y$ ) сводится к оп-

ределению цены интерференционной полосы, т. е. к расчету  $\cos \beta_y$  из условий эксперимента. Для выделения  $\Delta r_z$  объект поворачивается на малый угол  $\alpha$  вокруг оси  $y$ . При этом в фокальной плоскости спектр по оси  $\omega_y$  остается неизменным, а по оси  $\omega_x$  смещается на величину  $2\alpha f$ . В пространственном фильтре вблизи отверстия для освещающего пучка открывается одно отверстие по оси  $x$  так, чтобы  $\alpha_x = -\beta_x$ , а на голограмму направляется опорный пучок. Тогда для соответствующей интерферограммы в (7.35) пропадают члены  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$ , так как  $\alpha_x = -\beta_x$ ,  $\alpha_y = \beta_y = \pi/2$  и (7.35) переходит в

$$2\Delta r_z \cos \alpha_z = 2\Delta r_z \cos \beta_z = N_2 \lambda. \quad (7.41)$$

Методика выделения  $\Delta r_x$  не отличается от методики, описанной для  $\Delta r_y$ , за исключением того, что два отверстия по оси  $x$  располагаются симметрично отверстию для  $\Delta r_z$ .



Рис. 7.12. Интерферограммы, соответствующие отдельным проекциям вектора перемещения:  
а —  $\Delta r_x$ , б —  $\Delta r_y$ , в —  $\Delta r_z$  (цена интерференционной полосы для  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$  — 2,8 мкм, для  $\Delta r_z$  около 0,3 мкм).

Все три описанные интерферограммы можно получить при восстановлении голограмм, записанных на одной фотопластинке. Для этого фотопластинка трижды экспонируется при первоначальном состоянии объекта, причем каждая из экспозиций производится при соответствующих открытых отверстиях. Затем все повторяется для объекта в измененном состоянии. На рис. 7.12 приведены три интерферограммы, полученные указанным способом. Если измененное состояние объекта нестационарно и желательно сократить время записи голограмм, можно открыть одновременно все отверстия в пространственном фильтре, направить на голограмму опорный пучок и ограничить двойной экспозицией. Однако в этом случае при восстановлении снижается полезная дифракционная эффективность из-за появления дополнительных дифракционных порядков, несущих смешанную информацию о всех проекциях вектора перемещения.

Отметим, что голографическая интерферометрия во многих случаях оказывается излишне чувствительной. В интерферометрии интенсивности чувствительность метода может в некоторых пределах регулироваться по схеме рис. 7.11 изменением расстояний между отверстиями,

т. е. при изменении  $\cos \beta_x$  и  $\cos \beta_y$ ; величина перемещения, приходящаяся на одну интерференционную полосу для  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$ , в этой схеме на порядок больше, чем для  $\Delta r_z$ . Если смещения по направлениям  $x$  и  $y$  намного меньше, чем по направлению  $z$ ,  $\Delta r_x$  и  $\Delta r_y$  можно в расчете не учитывать, и тогда при несимметричном расположении двух отверстий в частотной плоскости можно регулировать и чувствительность по отношению к  $\Delta r_z$ . В общем случае при произвольном расположении отверстий

$$\Delta r_x (\cos \beta_{1x} \pm \cos \beta_{2x}) + \Delta r_y (\cos \beta_{1y} \pm \cos \beta_{2y}) + \Delta r_z (\cos \beta_{1z} - \cos \beta_{2z}) = N\lambda, \quad (7.42)$$

где знак «±» в множителях при  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$  соответствует отверстиям по разные стороны и по одну сторону от оптической оси. Как уже отмечалось, голограммы, полученные по схемам рис. 7.11 и предназначенные для выделения  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$ , являются голограммами интенсивности и соответствующие им интерферограммы обусловлены пространственной корреляцией диффузно когерентного излучения не по амплитуде, как обычно в голографической интерферометрии, а по интенсивности. Однако по своим свойствам они во многом совпадают с голограммами сфокусированного изображения, например они могут восстанавливаться в белом свете. Совпадают и условия локализации интерферограммы на поверхности восстановленного изображения объекта, в данном случае совмещенного с плоскостью голограммы. Для этого  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$  должны быть меньше области когерентности на восстановленном изображении. Для диффузно когерентного излучения область когерентности равна среднему размеру характерной для него области зернистой структуры, совпадающему с разрешением оптической системы. Средний размер зерен в поперечном и продольном направлениях определяется величинами  $\lambda f m / d$  и  $\lambda (f m / d)^2$  соответственно [57, 58], где  $f/d$  — отношение фокальной длины к диаметру в оптической системе, создающей сфокусированное изображение объекта в процессе записи;  $m$  — масштаб изображения (уменьшение). Следовательно, рассматриваемое условие принимает вид

$$\Delta r_x < (\lambda f / d) m, \quad \Delta r_y < (\lambda f / d) m, \quad \Delta r_z < \lambda (f m / d)^2. \quad (7.43)$$

Область когерентности можно увеличить в процессе восстановления оптической фильтрацией, основанной на двойном преобразовании Фурье (рис. 7.13). В формулу (7.34) вместо  $d$  войдет диаметр отверстия пространственного фильтра, ограничивающего спектр первого порядка дифракции и не пропускающего остальные дифракционные порядки. Экспериментально установлено, что так область когерентности можно увеличить на порядок, сохранив достаточную яркость отфильтрованного изображения. Сканирование отверстием пространственного фильтра первого порядка дифракции приводит к изменению интерференционной картины в плоскости изображения, так как такое сканирование эквивалентно изменению угла наблюдения. Когда отверстие находится в центре спектра, интерферограмма описывается уравнением (7.40) и содержит информацию только об одной из проекций вектора перемещения.

В случае, если интерферограмма не локализуется в плоскости объекта даже после оптической фильтрации, применяется другая методика восстановления и расчета. Гол로그램 сканируется узким пучком когерентного излучения [57, 58], и после преобразования Фурье в фокальной плоскости измеряется период интерференционных полос, по которому определяют  $\Delta r_x$  или  $\Delta r_y$ , усредненное по участку поверхности объекта, совпадающему с освещенным участком голограммы. Отметим, что сходная методика разработана и для расчета интерферограмм на

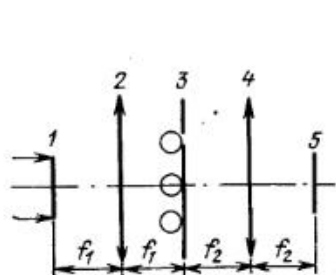


Рис. 7.13. Схема фильтрации восстановленного изображения: 1 — голограмма; 2, 4 — линзы; 3 — пространственный фильтр; 5 — экран наблюдения или фотолампа. (Рядом с пространственным фильтром схематически обозначены спектры 0±1 порядков дифракции).

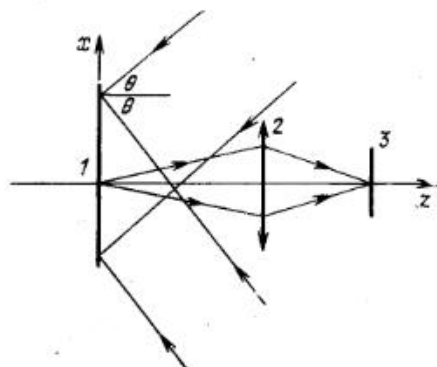


Рис. 7.14. Схема записи голограммы интенсивности при двухстороннем освещении объекта: 1 — объект; 2 — линза; 3 — фотолампа.

изображении, восстановленном голограммой Френеля. В этом случае диафрагмой с малым отверстием сканируется действительное изображение объекта, а интерферограмма наблюдается в дальней зоне [53].

В схеме рис. 7.11 для выделения проекций  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$  вектора перемещения используется одно направление освещения исследуемого объекта и два направления, по которым записывается голограмма. Возможна симметричная схема (рис. 7.14) с двумя направлениями освещения [59]. Поверхность исследуемого объекта симметрично освещается двумя коллимированными пучками под углами  $\pm \alpha_x = \pi/2 - \theta$ ,  $\alpha_y = \pi/2$ . При такой схеме записи компенсируется разность фаз, описываемая членами с  $\cos \beta_i$  в (7.35) и

$$\varphi(x, y, \alpha_x) - \varphi(x, y, -\alpha_x) = 2\Delta r_x \cos \alpha_x = N_x \lambda. \quad (7.44)$$

Образование интерференционной картины, как и в предыдущем методе выделения  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$ , обусловлено пространственной корреляцией диффузно когерентного излучения по интенсивности\*). Сравним два изло-

\* В зарубежной литературе интерференционные методы, основанные на пространственной корреляции диффузно когерентного излучения по интенсивности, получили название «зернистой» (speckle) интерферометрии.

женных метода выделения  $\Delta r_x$ ,  $\Delta r_y$ . В первом из них в процессе записи производится двойное преобразование Фурье предметной плоскости, и, следовательно, размер исследуемого объекта должен быть на порядок меньше диаметра линзы, осуществляющей первое преобразование Фурье. Во втором методе диаметр линз, коллимирующих два освещающих пучка, может быть порядка размера объекта. К недостаткам второго метода следует отнести низкий контраст интерференционных полос на восстановленном изображении, что вызвано двумя причинами: отсутствием несущей частоты и, следовательно, наложением нерассеянной части восстанавливающего пучка на изображение объекта; кроме того, контраст интерференционных полос зависит от коэффициента контраста фотоэмульсии, на которой записана голограмма [57].

Описанные методы выделения отдельных проекций вектора перемещения просты по обработке полученных данных, однако применимы только к объектам с плоской поверхностью, размер которых ограничен диаметром линз оптической системы.

## Глава 8

### ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

#### 8.1. Голографическая измерительная установка для регистрации быстропотекающих процессов в оптическом диапазоне [УИГ-1М] [1]

Установка позволяет голографировать отражающие (рассеивающие) свет и прозрачные объекты. Одним из важных применений УИГ-1М является голографическая интерферометрия, позволяющая зафиксировать очень малые изменения состояния динамических объектов, возникшие в промежутке времени между двумя экспозициями. По полученным голографическим интерферограммам можно определять изменение пространственного распределения показателя преломления в объекте. Для голографических исследований быстропотекающих процессов в объектах, где наблюдается быстрое движение частей (например, разлет частиц), в установке применено импульсное освещение. Длительность импульса излучения в режиме свободной генерации ОКГ — 400 мкс, в режиме с модуляцией добротности с пассивным затвором — 40 нс. При измерениях используется импульсное когерентное излучение оптического диапазона. Предусмотрено получение двух или трех импульсов. Для этого имеются три сменных пассивных затвора с различными коэффициентами начального пропуска.

Установка применяется при исследовании плазмы: методом «двойной экспозиции» (голографической интерферометрии) можно определять объемное распределение электронов в плазме и их температуру, наблюдать динамику развития и угасания плазменного факела и др.

С помощью голографической интерферометрии можно исследовать гидро- и аэродинамические процессы, явления, происходящие в веще-

стве при распространении ударных волн, термодинамические явления в потоках, процессы массо- и теплообмена, парообразования, распространения акустических волн в прозрачных средах и другие нестационарные процессы.

Можно также исследовать различного рода физико-технические процессы с использованием лазерного излучения, изучать взаимодействие лазерного излучения с веществом, исследовать временную и пространственную когерентность излучения, а также проводить голографическую регистрацию живых объектов. Кроме того, установка УИГ-1М позволяет изучать различного рода технологические операции.

В установке осуществляется два режима работы ОКГ: с модуляцией и без модуляции добротности. Модулятором добротности служит пассивный (жидкостной) затвор. Предусмотрена работа с оптическими квантовыми усилителями (ОКУ).

#### Технические данные УИГ-1М

Длина волны излучения оптического квантового генератора (ОКГ) с рубиновым активным элементом, мкм	0,6943
Энергия одномодового излучения ОКГ, Дж с модуляцией добротности (монопольный режим)	$25 \cdot 10^{-8}$
без модуляции добротности	$10^{-1}$
Энергия излучения на выходе первого ОКУ, Дж с модуляцией добротности (монопольный режим)	0,125
без модуляции добротности	0,5
Энергия излучения на выходе второго ОКУ, Дж с модуляцией добротности (монопольный режим)	0,5
без модуляции добротности	1,5
Длительность импульса излучения, с с модуляцией добротности (монопольный режим)	$4 \cdot 10^{-8}$
без модуляции добротности	$4 \cdot 10^{-4}$
Задержка импульса излучения относительно синхронимпульса, мкс	от 50 до 10 000
Стабильность задержки, мкс	40 <sup>*</sup>
Временные интервалы между монопольными в режиме с парными импульсами, мкс	от 40 до 250
Максимальные размеры голографируемой сцены (при регистрации на фотопластины Микрат ВР-2), мм	
сечение	200×200
глубина	1000
Мощность, потребляемая установкой от сети переменного тока напряжением 220 В (50 Гц) не более, кВт	2
Габаритные размеры установки, мм	3500×1300×670
Масса установки без конденсаторных батарей, кг	250

\* Относительная нестабильность задержки импульсов излучения относительно синхронимпульса объясняется нестабильностями дугового разряда в лампе накачки и связанными с ними разбросами «просветления» пассивного затвора. Стабильность можно существенно улучшить при замене пассивного затвора активным, например затвором Поккельса.

Внешний вид установки дан на рис. 8.1. В комплект установки входит газовый лазер ЛГ-56 для юстировки оптической схемы, набор различных интерференционных зеркал для излучения с  $\lambda = 0,6943$  мкм, набор алюминированных зеркал, плоскопараллельные пластины. Для построения оптической схемы в комплект входят различные юстировочные приспособления: зажимы зеркал, столики для осветителей ОКГ, малые оптические линейки, рейтеры, универсальные держатели и т. п. Кроме того, для контроля энергетических и временных характеристик излучения ОКГ к УИГ-1 прилагаются: измеритель энергии ИКТ-1м и коаксиальный фотоэлемент ФЭК-09 с согласующим устройством ТБПД.

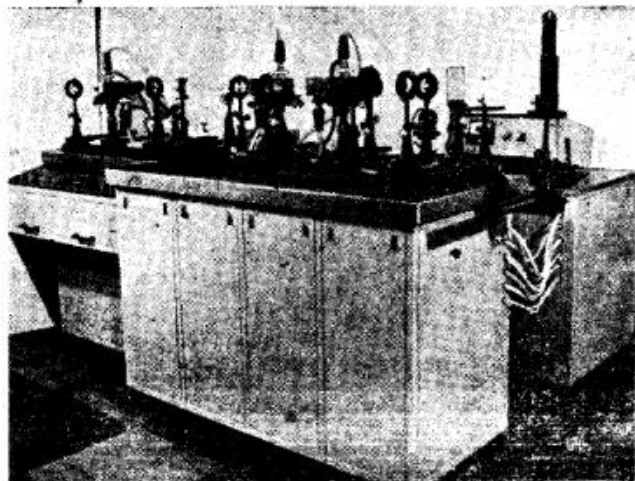


Рис. 8.1. Внешний вид установки УИГ-1М.

Структурная схема установки УИГ-1М показана на рис. 8.2. Все блоки размещены в металлическом каркасе. В верхней части его крепится швеллер, на котором установлена оптическая скамья с набором оптических элементов. На оптической скамье размещены ОКГ и оба ОКУ. С левой стороны установки смонтирован пульт управления. В двух верхних отсеках каркаса установлены блоки поджига ОКГ и ОКУ, ниже — высоковольтные выпрямители и блоки LC-преобразователей ОКГ и ОКУ. В правом отсеке находится система охлаждения. Внутри каркаса (под пультом управления) укреплен блок питания пульта управления. В отдельном металлическом кожухе смонтированы конденсаторы. Каркас установки и металлический кожух конденсаторов заземлены.

Оптический квантовый генератор (рис. 8.3) состоит из резонатора, образованного интерференционными зеркалами 1 и 4, и активного элемента 2 — монокристалла рубина. Осветитель с активным элементом и два интерференционных зеркала с коэффициентами отражения

99,5 и 40% установлены на оптической скамье. Осветитель рассчитан на использование коаксиальной лампы ИФПП-7000 (5) и активных рубиновых элементов диаметром 10 мм (8 мм) и длиной активной части 120 мм. Для увеличения эффективности накачки стеклянный баллон лампы помещен внутри цилиндрического серебряного отражателя 3.

Конструкция ОКГ и ОКУ обеспечивает водяное охлаждение импульсной лампы, активного элемента и отражателя. ОКГ и ОКУ укреплены на поворотных столиках. Точность юстировки в вертикальной и горизонтальной плоскостях 5 мин. Столики с осветителями могут пе-

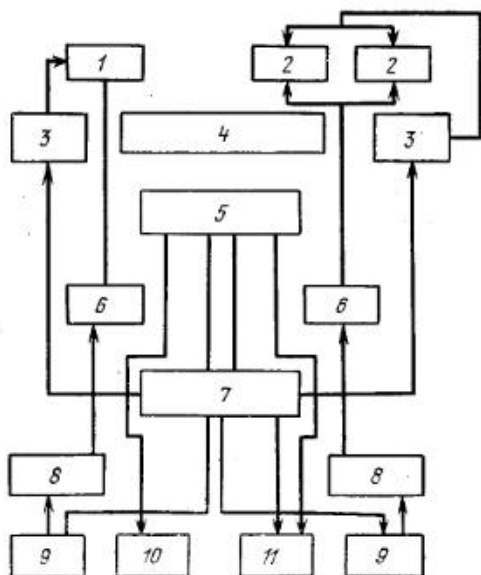


Рис. 8.2. Структурная схема установки УИГ-1М:  
1 — ОКГ; 2 — ОКУ; 3 — блоки поджига; 4 — оптическая скамья с набором оптических элементов и основание установки; 5 — пульт управления; 6 — блоки конденсаторов; 7 — блок питания пульта управления; 8 — высоковольтные выпрямители; 9 — LC-преобразователи; 10 — система охлаждения; 11 — вспомогательная панель.

ремещаться вдоль оптической линейки в направлении, перпендикулярном оптической скамье. Интерференционные зеркала устанавливаются в держателях, имеющих точную юстировку (около 0,3'). Блоки поджига предназначены для выработки импульса поджига лампы оптической накачки ОКГ и ОКУ по сигналу с пульта управления с регулируемой задержкой во времени.

Длительность фронта импульса управления, поступающего с блока питания, мкс	0,1
Амплитуда импульсов управления, В	150
Время задержки импульса поджига по отношению к импульсу управления (регулируется с пульта управления), мкс	
I диапазон	5—20
II диапазон	20—90
III диапазон	90—360
IV диапазон	320—1200
V диапазон	1000—4000
Характеристика импульсов поджига, поступающих на лампы накачки ОКГ и ОКУ	
амплитуда, кВ	+50—60
длительность импульса, мкс	1

Блоки конденсаторов предназначены для накопления энергии при заряде от высоковольтного выпрямителя с последующим разрядом через лампы накачки ОКГ и ОКУ.

Общая емкость, мкф	3000
Максимальное рабочее напряжение заряда, кВ	2

Высоковольтный выпрямитель преобразует переменный ток с постоянной амплитудой в постоянный ток заряда блока конденсаторов.

Переменный ток для питания блока	8,8 А, 50 Гц
Ток с выхода, мА	400

С выхода выпрямителя выходное напряжение подается на пульт управления для контроля и управления зарядным напряжением на блоке конденсаторов. В блоке установлено реле для медленного разряда конденсаторов, которое включается с пульта управления.

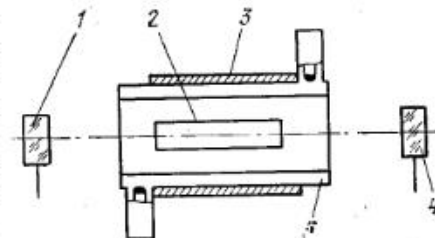


Рис. 8.3. Схема ОКГ.

LC-преобразователь предназначен для формирования переменного тока с постоянной амплитудой для питания блока высоковольтного выпрямителя.

Выходной ток, А	8,8
Частота, Гц	50
Питающее напряжение, В	220

Блок питания пульта служит для питания коллекторных, анодных и накальных цепей электронных схем. В блоке размещены также схема управления LC-преобразователя, которая вырабатывает управляющие сигналы для тиристоров по сигналу с пульта управления, схема формирования импульсов, которые подаются на соответствующие схемы поджига, а также электронное реле времени для подачи с задержкой анодного напряжения на тиратроны поджигов. Блок имеет три самостоятельные цепи постоянного тока

Выход 1 — контакт Ш1-1А	+150 В, 20 мА
Выход 2 — контакт Ш1-1С	—12 В, 200 мА
Выход 3 — контакт Ш1-1В	—24 В, 400 мА

Управляющие выходы	
Сигналы управления тиристорами, мА	0—100
Характеристики импульсов поджига тиратрона — контакты Ш2-3а (ОКГ)	
Ш2-3с (ОКУ)	
амплитуда, В	+150
длительность фронта, мкс	0,1
длительность импульса, мкс	5—10

Выходы на боковую панель установки	
амплитуда импульсов поджига тиратронов	7,5 В
питание мотора модулятора	24 В, 40 мА
цепь питания накала 2а-Ш1-2в	6,3 В
Характеристики задержанных импульсов с пульта управления	
напряжение	-1 В
длительность импульса	1,2 мкс
длительность фронта	0,05 мкс
напряжение питания блока	220 В, 50 Гц

Пульт управления предназначен для контроля всего устройства, включения—выключения и контроля системы охлаждения; установки и контроля высокого напряжения на блоках конденсаторов, для выбора режима работы ОКГ; для включения в сеть переменного тока и отключения от сети LC-преобразователей и контроля их включения; включения и контроля анодного напряжения на тиратроне; управления моментом генерации ОКГ и ОКУ; медленного разряда конденсаторов.

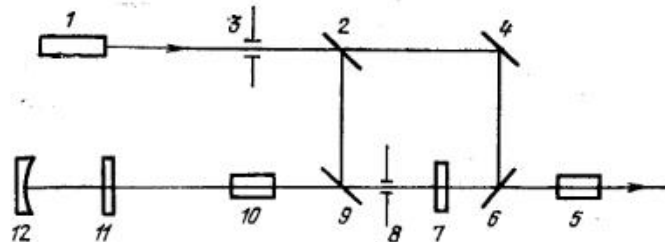


Рис. 8.4. Схема юстировки ОКГ и ОКУ.

Пульт управления включает следующие основные узлы: генератор тактовых импульсов, ключевую схему пропускания, триггер, токовые дискриминаторы, схемы электронной задержки. На вспомогательной боковой панели смонтированы разъемы для ввода синхроимпульсов при внешнем запуске установки, вывода одиночного синхроимпульса из серии тактовых модуляционных импульсов и вывода импульсов поджигов для контроля временных задержек.

**Работа на установке.** Для проведения голографических съемок необходима юстировка оптической схемы установки. Сначала производится юстировка ОКГ и ОКУ, затем оптической голографической схемы. Схема юстировки ОКГ и ОКУ показана на рис. 8.4. Газовый лазер 1 (ЛГ-56) устанавливается на оптической линейке, закрепленной на выдвижной скамье установки. Излучение газового лазера проходит через диафрагму 3 и полупрозрачное зеркало 2, которое делит его на два потока. Один поток зеркалами 4 и 6 направляется по оптической оси резонатора ОКГ. Другой поток направляется также вдоль оптической оси ОКГ и выходит через диафрагму 8 и выводное зеркало 7 из резонатора. Зеркала 2, 4, 6 и 9 укрепляются в юстировочных держателях, установленных на оптических линейках так, что они могут перемещаться в сторону от оптической оси схемы.

Для юстировки резонатора ОКГ рейтер с укрепленным в нем зеркалом 9 отодвигается в сторону от оптической оси резонатора. Вращением юстировочных винтов луч газового лазера ориентируется в направлении, которое выбрано оптической осью резонатора ОКГ. Затем устанавливается и юстируется зеркало 7 так, чтобы отраженный от него луч попадал в диафрагму 3. Диафрагма 8 устанавливается в луче газового лазера, прошедшем через зеркало 7, после чего юстировочными винтами ориентируется осветитель так, чтобы отраженное от граней активного элемента излучение попадало в диафрагму 8. Сферическое зеркало юстируется в последнюю очередь: луч газового лазера, отраженный от него, также должен попасть в диафрагму 8. Модулятор 11 устанавливается под углом 5—10° к оптической оси резонатора. После юстировки резонатора ОКГ отодвигается зеркало 6 и устанавливаются зеркала 9 и 2 так, чтобы луч газового лазера попадал в диафрагму 8, а отражение от выходного зеркала 7 — в диафрагму 3. Так как при повороте зеркала 2 луч газового лазера, используемый для юстировки резонатора ОКГ, смещается, окончательная юстировка ОКГ производится еще раз, после чего окончательно устанавливается луч ЛГ-56 вдоль оптической оси резонатора зеркалами 9 и 2. В этом случае излучение рубинового ОКГ распространяется в направлении луча газового лазера. С учетом этого осветитель ОКУ устанавливается так, чтобы юстировочный луч проходил через середину его активного элемента, а геометрическая ось активного элемента составляла бы угол 5—7° к оси схемы. Оптические оси активных кристаллов ОКГ и ОКУ должны быть параллельны, тогда достигается максимальное усиление когерентного излучения.

Оптическая голографическая схема формируется с помощью оптических и механических элементов, входящих в комплект установки. При этом используются оптические линейки, рейтеры, держатели зеркал, и другие приспособления. Оптической осью голографической схемы считается луч газового лазера, прошедший через активный кристалл ОКУ.

Рассмотрим основные оптические схемы, реализуемые на установке УИГ-1М. Оптическая схема голографирования прозрачных объектов показана на рис. 8.5. Все механические элементы, необходимые для размещения этой схемы, устанавливаются на малых направляющих линейках, закрепленных на оптической скамье установки. При этом необходимо выравнять пути световых лучей по направлению 11—12—16—15—14—13 и 11—17—18—19—13 с точностью до нескольких сантиметров.

Зеркало 9 устанавливается (рис. 8.4) так, чтобы излучение газового ОКГ проходило через диафрагму резонатора рубинового ОКГ и активный элемент ОКУ (если он необходим). В соответствии со схемой (рис. 8.5) полупрозрачное зеркало 11 укрепляется после источника излучения 10 так, чтобы луч газового лазера проходил через него и делился на два луча, соответствующие сигнальному и опорному потокам излучения. Сигнальный поток излучения направляется на зеркало 12 с коэффициентом отражения 99,5%, которое поворачивает луч на фотопластинку 13.

Перед фотопластинкой последовательно устанавливается объект голографирования 14, рассеиватель 15 (если он необходим) и расширитель излучения 16. Расстояние между рассеивателем, объектом и фотопластинкой подбирается в зависимости от поставленной задачи и заданного угла схождения потоков. Например, для прозрачного объекта размером  $50 \times 50 \times 50$  мм расстояния между фотопластинкой, объектом и рассеивателем могут быть соответственно равны 100 и 30 мм.

Для формирования опорного потока излучения луч газового лазера направляется зеркалами 17 и 18 на фотопластинку, после чего в луч вводится расширитель излучения 19.

Для получения голографической интерферограммы необходимо сделать две экспозиции фотопластинки. Между экспозициями произ-

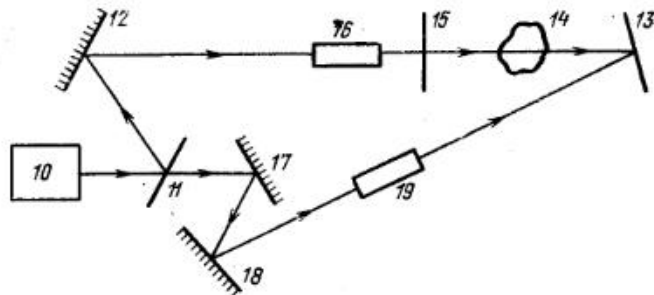


Рис. 8.5. Схема голографической регистрации прозрачных объектов.

водятся фазовые изменения объекта. Для регистрации фазовых процессов (например, взрывов, плазмы), сопровождающихся сильным самосвечением, перед фотопластинкой 13 устанавливаются красные светофильтры КС-19 или интерференционные фильтры.

Оптическая схема голографирования отражающих объектов приведена на рис. 8.6. Все механические элементы, необходимые для образования схемы, размещаются на малых направляющих линейках, закрепленных на оптической скамье установки. При этом оптические пути по направлению 20—25—21—24—23—22 и 20—25—27—22 выравниваются с точностью до нескольких сантиметров, и зеркало 9 (см. рис. 8.4) устанавливается так, чтобы излучение газового лазера проходило через диафрагму резонатора рубинового ОКГ и активный элемент ОКУ (если это необходимо). В соответствии со схемой (рис. 8.6) на выходе источника излучения 10 устанавливается полупрозрачное зеркало 20 так, чтобы луч газового лазера проходил через него и делился на два — сигнальный и опорный. Сигнальный поток излучения зеркалами 21, 24 направляется на объект, а отраженный от объекта свет — на фотопластинку 22. В сигнальном пучке устанавливается расширитель потока излучения 28, либо линза, в зависимости от поставленной задачи. Опорный поток излучения направляется зеркалами 25, 26 на голограмму 22, причем на его пути размещается расширитель излучения 27.

При голографировании отражающих (амплитудных) объектов фотопластинка устанавливается на минимальном расстоянии от объекта. В большинстве случаев, при углах схождения сигнального и опорного потоков в интервале  $10-60^\circ$ , это расстояние составляет 10—20 см.

Для получения голографических интерферограмм деформаций отражающих объектов голографирование производится по методу «двойной экспозиции», причем в промежутке времени между экспозициями освещаемую поверхность объекта деформируют.

Схема голографирования амплитудно-фазовых объектов показана на рис. 8.7. Амплитудно-фазовым объектом считается объект с переменным резко изменяющимся по объему показателем преломления и пропускания. Примером указанной категории объектов являются

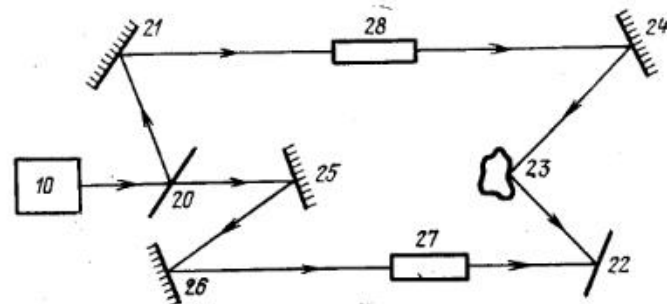


Рис. 8.6. Схема голографической регистрации отражающих объектов.

двухфазные, в частности газожидкостные потоки. Для голографирования таких объектов все механические элементы, необходимые для образования схемы, размещают на малых направляющих линейках, закрепленных на оптической скамье установки. При этом необходимо выровнять оптические пути по направлениям 29 — 35 — 36 — 37 — 38 — 39 — 40 — 34, 29 — 30 — 31 — 32 — 33 — 24, 29 — 35 — 41 — 42 — 43 — 40 — 34.

В соответствии со схемой рис. 8.7 зеркало 9 (см. рис. 8.4) устанавливается так, чтобы излучение газового лазера проходило через диафрагму резонатора ОКГ и активный элемент ОКУ (если он необходим). На выходе источника излучения 10 устанавливается зеркало 29 с коэффициентом отражения 50% так, чтобы луч газового лазера проходил через него и делился на две части.

Отраженный от зеркала 29 луч направляется зеркалами 30 и 32 на фотопластинку 34. На пути этого луча устанавливается расширитель потока излучения 31 и полупрозрачное зеркало 33 так, чтобы объект освещался с передней стороны, а отраженное от объекта излучение направлялось на фотопластинку. Такое освещение существенно улучшает качество восстановленного изображения 1.

Луч газового лазера делится полупрозрачным зеркалом 35 на две части. Луч, отраженный от зеркала 35, направляется зеркалами 41

и 43 на объект со стороны фотопластинки 34. На пути этого луча устанавливается расширитель излучения 42.

Луч газового лазера, прошедший зеркало 35, направляется зеркалами 36, 37 на фотопластинку 34 через объект 38. На пути этого луча размещается расширитель излучения 39 и рассеиватель 39. Расстояние между объектом и фотопластинкой выбирается наименьшим. Для объекта размером  $100 \times 100 \times 100$  мм это расстояние можно установить около 200 мм.

Фотоматериалы и режимы их химической обработки, применяемые для получения голограмм, кратко описаны в § 8.2.

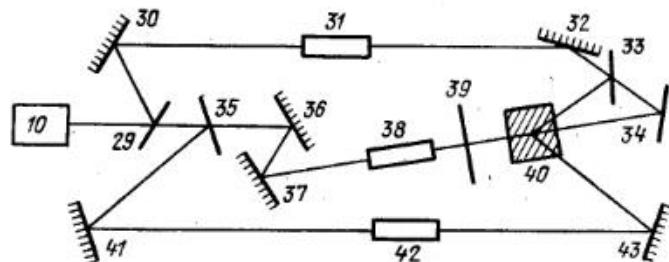


Рис. 8.7. Схема голографической регистрации амплитудно-фазовых объектов.

#### Получение двух или трех импульсов когерентного излучения.

В установке предусмотрена возможность голографирования при освещении объекта когерентным излучением, состоящим из двух или трех импульсов длительностью  $40 \cdot 10^{-9}$  с каждый (на уровне  $P = 0,5$  энергии). В комплект УИГ-1М включены 3 пассивных модулятора с начальным пропусканием 20, 30 и 40%. Необходимое число импульсов когерентного излучения формируется ОКГ при использовании модуляторов и различных энергий накачки. Данные по выбору модуляторов приведены в таблице.

Число импульсов излучения	1	2	1	2	3	1	2	3
Пороговая энергия накачки, Дж	1600	3740	1560	2360	3740	1400	1890	2770
Начальный коэффициент пропускания модулятора, %	20	20	30	30	30	40	40	40

Временной интервал между импульсами определяется с помощью осциллографа и коаксиального фотоэлемента ФЭК-09, входящего в комплект установки УИГ-1.

В связи с тем, что нестабильности дугового разряда в импульсной лампе-вспышке ОКГ приводят к временным нестабильностям интервалов между импульсами когерентного излучения, при проведении голографической съемки необходимо контролировать временные интервалы между импульсами.

## 8.2. Голографические установки для исследования стационарных объектов и медленнопротекающих процессов

**Интерферометрический стол СИН.** Первой серийной голографической установкой, разработанной в СССР, является универсальный интерферометрический стол «СИН» [2], в комплект которого входит вся необходимая аппаратура для получения и исследования голограмм стационарных объектов. Интерферометрический стол позволяет собирать разнообразные схемы записи и восстановления голографируемых

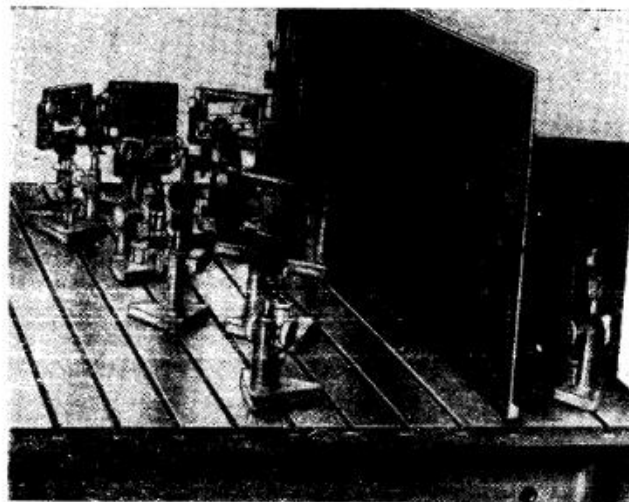


Рис. 8.8. Внешний вид установки СИН.

объектов как в проходящем, так и в отраженном свете. Кроме этого, прибор можно использовать для макетирования двумерных оптических систем и проведения экспериментов в области интерферометрии.

Интерферометрический стол выполнен в виде массивной плоской плиты с амортизирующим устройством. На рабочей поверхности плиты сделана система Т-образных пазов, по которым перемещаются и жестко крепятся к плите рейтеры с оптическими узлами стола (рис. 8.8). Конструкция рейтера обеспечивает простое перемещение, несложное снятие и установку оптического узла практически в любой точке плиты. Роль амортизирующего устройства выполняют виброопоры и система



сообщающихся воздушных подушек, на которых лежит плита с оптическими узлами стола. Наполнение подушек воздухом до давления 0,1—0,2 атм производится либо от магистралей, либо обычным автомобильным насосом. В нерабочем состоянии воздух из подушек выпускается, и плита с оптическими узлами ложится в конусы нижней плиты, опирающейся на вибропоры установки.

Прибор СИН комплектуется оптическим квантовым генератором ЛГ-36 и большим количеством оптических деталей и узлов: разнообразными плоскими пластинками, зеркалами, линзами, мирами, касетами, микроскопом, зрительной трубой и т. д.

**Голографические установки УИГ-2М и УИГ-2А.** Установки УИГ-2М и УИГ-2А [1] предназначены для проведения широкого круга голографических исследований с помощью лазера непрерывного действия. Установки снабжены antivибрационной пневматической подушкой, защищающей рабочую плиту от вибраций, на которой крепятся различные элементы схемы. Опыт эксплуатации показал, что установки обеспечивают качественное выполнение работ в условиях производственных помещений. Установки содержат гелий-неоновый лазер ЛГ-36А и комплект приспособлений, позволяющих проводить следующие голографические исследования: получение голограмм стационарных объектов; голографических интерферограмм фазовых и отражающих объектов методом двойной экспозиции и в реальном масштабе времени, голографических интерферограмм фазовых микрообъектов. На установках могут проводиться исследования характеристик поля излучения различных типов ОКГ, и элементов оптических трактов.

#### Основные технические данные установок

	УИГ-2А	УИГ-2М
Габаритные размеры установки, мм	800×2100×1200	1400×2400×2100
Размеры рабочей плиты, мм	800×2100	1000×2000
Масса установки, кг	600	1600
Резонансная частота подвижной части, Гц		около 1
Тип комплектующего ОКГ		ЛГ-36А
Длина волны излучения, мкм		0,6328
Мощность излучения в одностороннем режиме, мВт		не менее 40
Потребляемая мощность от сети переменного тока (220 В, 50 Гц), Вт		400

При небольших мощностях и низкой светочувствительности современных газовых ОКГ непрерывного действия, предназначенных для голографии регистрирующих сред для получения высококачественных голограмм, требуется сравнительно большое время экспонирования. В связи с этим, большое значение имеет предотвращение во время записи голограмм возможных взаимных смещений элементов оптической схемы. Установка всех элементов голографической схемы на массивной плите и закрепление их к ее поверхности (струбцинами, магнитами, клеєм и т. п.) не в состоянии полностью защитить от вибраций базы,

на которой установлена рабочая плита. Для устранения влияния этих вибраций в установке УИГ-2М использован принцип маятникового подвеса рабочей плиты (см. гл. 2).

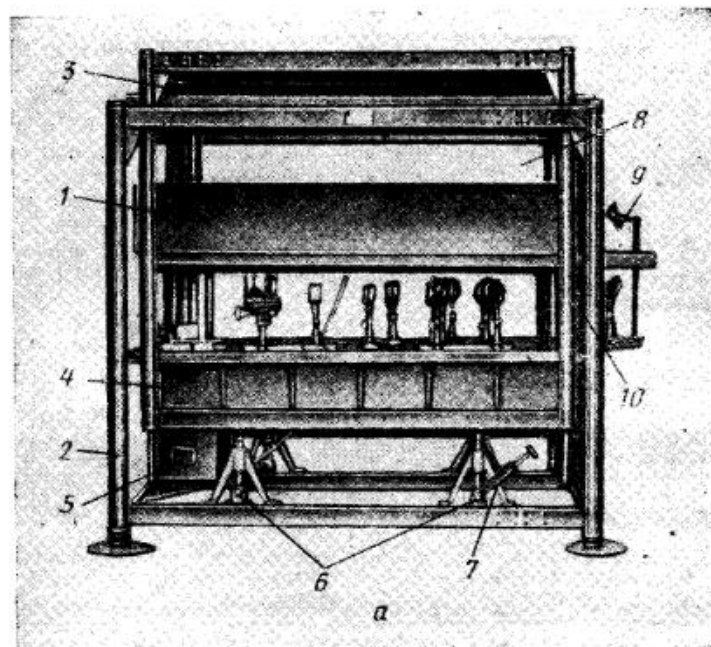
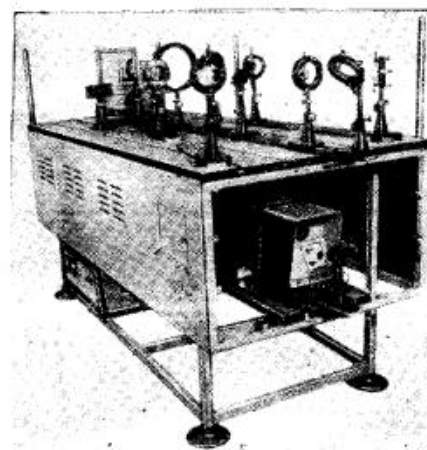


Рис. 8.9. Внешний вид установки УИГ-2М (а); внешний вид установки УИГ-2А (б).

Внешний вид установок представлен на рис. 8.9. Для уменьшения габаритов и снижения веса установка УИГ-2А снабжена дюралевой рабочей плитой, уложенной непосредственно на амортизирующую пневматическую подушку. Лазер размещается внизу, на полке, связанной с рабочей плитой, и уравнивает подвижную систему.

Установка УИГ-2М состоит из подвижной 1 и неподвижной 2 частей. На верхней плите неподвижной части размещена пневматическая подушка,



ка 3, на которой лежит верхняя плита подвижной части установки. На нижней раме подвижной части установлена рабочая плита 4. На нижней раме неподвижной части крепится полка для установки блока питания ОКГ (5) и две пары кулачковых арретиров 6, служащих для фиксации положения подвижной части установки относительно неподвижной, а также для частичной разгрузки пневматической подушки в нерабочее время. Кулачки арретиров попарно закреплены на валах, их вращение производится съемной ручкой 7.

При наполнении воздухом пневматической подушки подвижная часть установки поднимается с толкателей арретиров и может свободно совершать колебания, не соприкасаясь с неподвижной ее частью. Низкая резонансная частота системы (0,5—1 Гц) определяет хорошую виброзащищенность установки. Для центровки подвижной части на ее нижней раме установлены конусные ловители, в которые попадают головки толкателей арретиров при выходе воздуха из пневматической подушки.

Для увеличения полезной площади рабочей плиты ОКГ устанавливается над ней на специальном каркасе и закрывается светозащитным кожухом 8. Луч ОКГ проходит через подвижную диафрагму, закрепленную на крышке кожуха, и отражается вниз зеркалом, установленным в поворотной головке 9. Зеркало, установленное в поворотной головке 10, разворачивает луч параллельно или под некоторым углом к плоскости рабочей плиты. Конструкция поворотной головки 10 позволяет направлять луч в любую точку рабочей плиты и регулировать его высоту.

В рабочей плите выполнено шесть Т-образных пазов, к которым с помощью болтов с Т-образной головкой и специальных гаек, крепятся направляющие, предназначенные для установки приспособлений и держателей, входящих в комплект обеих установок. Профиль паза в рабочей плите позволяет также закрепить все устройства из комплекта оптических скамей ОСК-2 и ОСК-3.

В комплект установок входит гелий-неоновый ОКГ типа ЛГ-36А и большое количество различного типа держателей, столиков и приспособлений, позволяющих выполнять самые различные голографические схемы, а также производить тонкую юстировку отдельных оптических элементов (рис. 8.10, а—н). Среди них — юстировочные головки для крепления оптических деталей диаметром до 50 мм и точного поворота их; юстируемые столики для размещения объектов и элементов схемы, позволяющие производить «тонкий» их разворот в пределах  $\pm 15^\circ$  с точностью до 1 угловой минуты, перемещение в двух взаимно перпендикулярных направлениях в пределах  $\pm 30$  мм и поворот вокруг горизонтальной оси; держатель диффузора, позволяющий «тонким» перемещением диффузора получать интерференционные полосы нужного характера; устройство для обработки голограмм на месте экспонирования и т. д.

При проведении различных голографических исследований на обеих установках следует соблюдать некоторые общие требования. Входящий в комплект установки ОКГ типа ЛГ-36А имеет длину когерентности порядка 30 см. Для получения высококачественных голо-

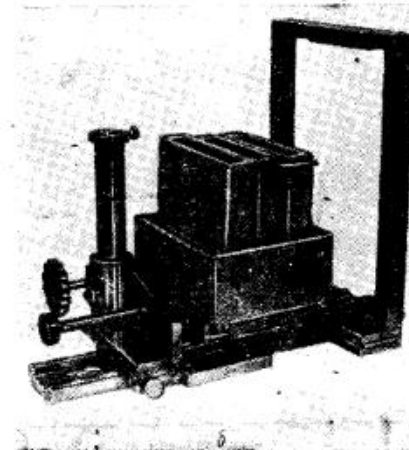
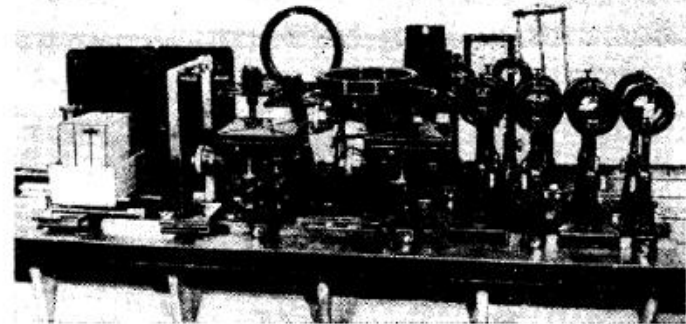


Рис. 8.10. Комплект приспособлений установки УИГ-2М:

а — общий вид установки; б — устройство для проявления голограммы на месте экспонирования (1 шт.); в — кассета для установки фотопластинок  $6 \times 9$  см и  $9 \times 12$  см (1 шт.); д — юстируемый держатель диффузора (1 шт.); е — держатель светофильтров  $80 \times 80$  мм (1 шт.); ф — кювета для исследования процессов в жидкостях (1 шт.).



Рис. 8.10. Комплект приспособлений установки УИГ-2М:

ж — рамка для копирования голограмм (1 шт.); з — держатель призмы-светоделителя с гранями 180×180 мм (1 шт.); и — юстируемый столик (3 шт.); к — стойка для крепления зеркал размером до 200×200 мм (4 шт.); л — столики предметные (4 шт.); м — оправа для крепления линз диаметром 200 мм (2 шт.).

грамм следует сравнить длины сигнального и опорного лучей и добиться, чтобы разность их не превышала 5 см. При установке в сигнальном или опорном луче протяженных прозрачных объектов с большим показателем преломления следует измерять оптическую длину луча, как  $l_{\text{опт}} = \sum l_i n_i$ , где  $l_i$  — длина отрезков луча с постоянным показателем преломления;  $n_i$  — величина показателя преломления для  $i$ -го участка. При незначительной толщине объектов по лучу (линзы, тонкие стеклянные пластинки и т. п.) разностью между геометрической и оптической длиной луча можно пренебречь. В этом слу-



Рис. 8.10. Комплект приспособлений установки УИГ-2М:

н — тисочки для крепления и последующей юстировки оптических элементов (3 шт.); о — головка для крепления и последующей юстировки оптических элементов (10 шт.); п — направляющая для крепления рейтеров приспособлений при выполнении оптических схем (10 шт.).

чае удобнее всего производить сравнение лучей с помощью мерного шнура.

Перед экспозицией следует провести визуальный контроль работы ОКГ и не допускать перехода его в многомодовый режим генерации.

При голографировании можно применять как плоские, так и сферические волновые фронты. Для получения плоских волновых фронтов обычно используются коллимирующие системы, которые располагаются либо перед светоделителем, либо после него: в опорном или сигнальном луче. Для получения плоского волнового фронта в установках УИГ-2 можно использовать пары линз из входящих в комплект, либо коллиматор от оптической скамьи ОСК-2 со световым диаметром 150 мм. Разделить плоский волновой фронт на сигнальный и опорный можно светоделительной призмой или парой больших зеркал.

Плоский опорный волновой фронт целесообразно применять в случае, если изображение восстанавливается не на месте экспонирования голограммы и необходимо, чтобы геометрические размеры восстановленного изображения точно совпадали с геометрическими размерами объекта.

Плоский сигнальный волновой фронт целесообразно применять при получении голографических интерферограмм диффузно отражающих и фазовых объектов для упрощения расчетов параметров объектов по их интерферограммам.

Варианты оптических схем с плоскими волновыми фронтами далее даны только применительно к задачам получения голограмм фазовых объектов (рис. 8.11, а, б). Использование коллимирующих и светоделительных систем для плоского волнового фронта в других случаях аналогично.

Как показали эксперименты, при получении голограмм различных объектов соотношение интенсивностей сигнального и опорного лучей в плоскости регистрации может изменяться в широких пределах: от

1:2 до 1:10 — не оказывая заметного влияния на качество голограммы. Для специальных целей это соотношение можно, однако, существенно изменить в ту или другую сторону.

Установки УИГ-2М и УИГ-2А позволяют получать голограммы различных объектов при времени экспозиции до десятков минут. Высокие антивибрационные свойства установки определяются низкой собственной резонансной частотой ее подвижной части в целом. Для того чтобы устранить возможные вибрации отдельных элементов схемы, следует жестко закреплять держатели всех элементов оптической схемы: светоделителей, линз, зеркал, объекта, и фотопластины — к рабочей плите или к установленным на ней направляющим.

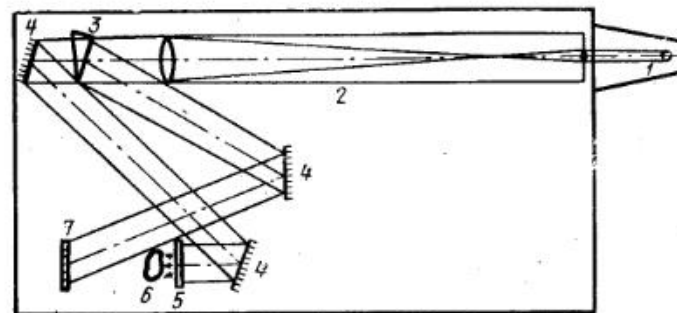
Для конкретных условий работы на установке следует визуально контролировать воздействие на нее различных видов внешних вибраций: работы станков, вентиляции, производственных шумов и т. п. Для этого следует разделить луч ОКГ с помощью 50% светоделителя и направить два полученных луча, предварительно расширив их линзами, под углом  $20-30^\circ$  друг к другу, так, чтобы длины обоих лучей от светоделителя до плоскости их пересечения были равны.

В плоскости пересечения лучей устанавливается объект горизонтального микроскопа с полным увеличением  $1000-1800\times$ . Через окуляр микроскопа осуществляется визуальный контроль за стабильностью положения интерференционных полос, проверяется влияние различных внешних воздействий и в случае, если уровень внешних вибраций и их характер таковы, что нарушают стабильность интерференционных полос (снижают контраст, интерференционная картина периодически «смазывается», наблюдается сдвиг полос относительно исходного положения и т.п.), рекомендуется следующее:

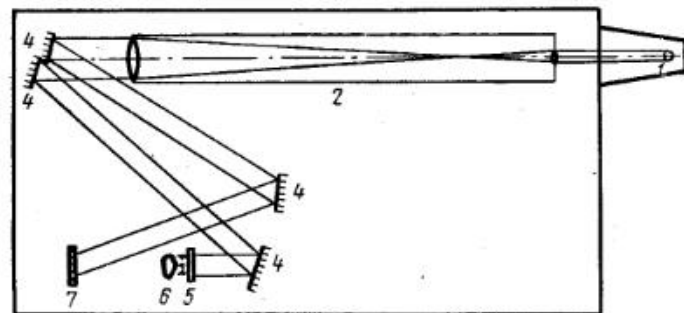
- убедиться, что подвижная часть установки не соприкасается с неподвижной;
- проверить надежность крепления элементов к рабочей плите;
- установить опорные плиты установки на песчаную подушку толщиной 20 см или под каждую опорную плиту уложить 20—30 мм слой губчатой резины;
- производить регистрацию голограмм при отсутствии сильных ударных вибраций, вызывающих нарушение стабильности интерференционной картины.

Голографирование фазовых объектов производится по оптическим схемам, приведенным на рис. 8.11. Оптические схемы рис. 8.11, а, б выполнены с использованием коллиматора, формирующего плоский волновой фронт. Разделение его на сигнальный и опорный осуществляется светоделительной призмой (а) или парой зеркал (б). Оптическая схема на рис. 8.11, в выполнена для сферического сигнального и опорного волновых фронтов. Любой из них можно трансформировать в плоский введением длиннофокусной линзы, софокусной с линзой, формирующей сферический волновой фронт.

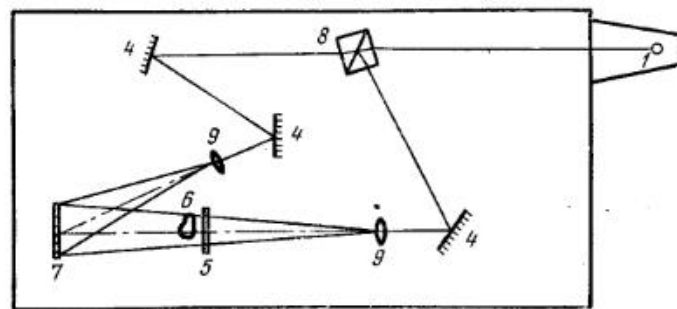
Голографирование отражающих объектов производится по оптическим схемам, приведенным на рис. 8.12. Оптическая схема на рис. 8.12, а позволяет получать голограммы объектов с использованием



а;



б.



в.

Рис. 8.11. Схемы получения интерферограмм фазовых объектов:

а — с плоским волновым фронтом и призмой-светоделителем; б — с плоским волновым фронтом и парой делящих зеркал; в — со сферическими волновыми фронтами. Обозначения на схемах рис. 8.11—8.13, 8.17: 1 — поворотное зеркало; 2 — коллиматор; 3 — светоделительная призма; 4 — 100%-ное зеркало; 5 — диффузор; 6 — объект; 7 — голограмма; 8 — светоделительная призма-куб; 9 — короткофокусная линза; 10 — микрообъектив; 11 — окуляр; 12 — плоскопараллельная пластина.

сферических опорного и сигнального волновых фронтов. Зеркало, обозначенное на схеме пунктиром, предназначено для дополнительной подсветки объекта. Для лучшей подсветки можно также сформировать два или более освещающих объект волновых фронта. Пример такой схемы приведен на рис. 8.12, б. При голографировании зеркально отражающих объектов в большинстве случаев применяется диффузная

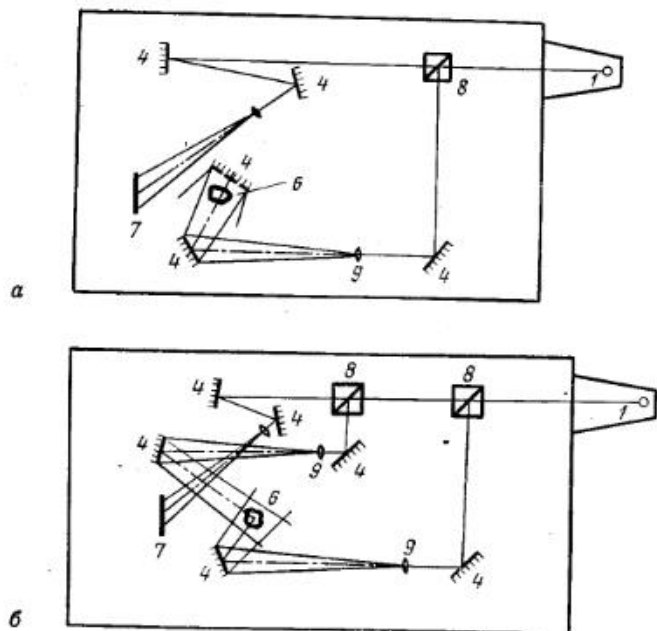


Рис. 8.12. Схемы получения голограмм отражающих объектов: а — односторонняя подсветка объекта; б — двухсторонняя подсветка объекта.

подсветка, практически устраняющая блики на их поверхности, для этого в освещающем объект луче устанавливается диффузор.

При голографировании сцен с протяженностью, большей, чем длина когерентности ОКГ, следует использовать несколько освещающих лучей.

Оптическая схема для этого случая приведена на рис. 8.13.

Получение голографических интерферограмм стационарных фазовых объектов методом двойной экспозиции производится по оптическим схемам, приведенным на рис. 8.11. На фотопластинке регистрируются последовательно две голограммы: с установленным объектом и без него. При этом можно получить, например, так же, как на обычных интерферометрах, интерферограммы плоскопараллельных стеклянных пластин, позволяющие оценить качество как их поверхности, так и внутренней однородности стекла. Для оценки только внутренней однород-

ности различных фазовых объектов можно применить погружение объекта в иммерсионную кювету. Для этого в кювету заливается иммерсионная жидкость, показатель преломления которой равен показателю преломления материала, из которого выполнен исследуемый объект. В этом случае производится экспонирование на одной фотопластинке двух голограмм: кюветы с иммерсионной жидкостью и объектом, погруженным в нее, и голограммы той же кюветы без объекта. Методом двойной экспозиции можно получить и интерферограмму установившихся процессов в фазовых средах, например процесса горения.

Описанная методика позволяет получать интерферограммы в полосах бесконечной ширины. Для получения интерферограмм в полосах конечной ширины следует перед экспонированием второй голограммы

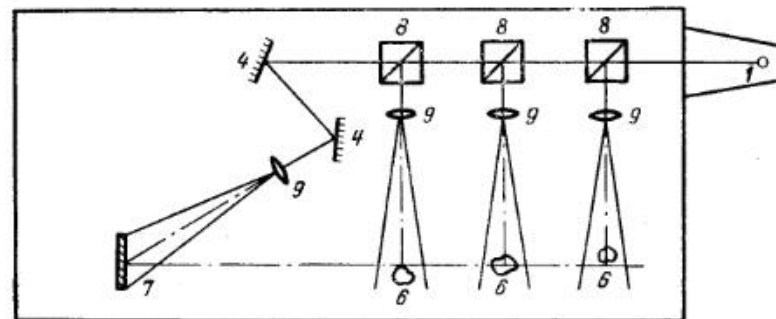


Рис. 8.13. Схемы получения голограмм сцен с протяженностью большей, чем длина когерентности ОКГ.

произвести разворот или смещение диффузора, либо разворот волнового фронта, освещающего диффузор. Величина необходимого смещения или поворота определяется экспериментально. В качестве примера на рис. 8.14 приведены фотографии интерферограмм плоскопараллельной стеклянной пластинки (а), плоской стеклянной пластинки (б) и пламени (в) в полосах бесконечной ширины.

Получение голографических интерферограмм отражающих объектов методом двойной экспозиции осуществляется по схеме, приведенной на рис. 8.12, а. Этим методом можно получить интерферограммы деформируемых отражающих объектов, при условии, что объект имеет стационарное состояние, позволяющее получать его голограммы. К таким объектам относятся объекты, деформация которых происходит при нагреве, механических нагрузках, полые сосуды с изменяющимся давлением в них и т. п.

В этих случаях производится последовательная регистрация голограмм двух состояний объекта: базового, относительно которого исследуется деформация, и деформированного, после того как процесс деформации объекта закончился.

Метод высокочувствителен и позволяет регистрировать деформацию в пределах от долей до десятков микрон на миллиметр поверхности, в зависимости от направления деформации поверхности, направления

освещения и наблюдения объекта. При больших деформациях частота интерференционных полос становится столь велика, что их сложно разрешить визуально и необходимо использовать дополнительные опти-



Рис. 8.14. Фотографии интерферограмм, полученных методом двойной экспозиции:  
а — плоскопараллельной стеклянной пластинки; б — плоской стеклянной пластинки; в — пламени.

ческие системы. В этом случае целесообразно использовать метод интерферометрии интенсивности (см. гл. 7 и § 8.3).



Рис. 8.15. Фотография интерферограммы сжатого металлического СВЧ волновода.

На рис. 8.15 дана фотография полученной методом двух экспозиций интерферограммы металлического волновода, корпус которого перед второй экспозицией был сжат струбиной, тень которой на верхней половине снимка частично перекрывает интерференционные полосы.

Полученные методом двойной экспозиции голографические интерферограммы позволяют апостериорно производить обмер объекта, фотографировать интерферограммы с разных ракурсов и т. д. Но метод двойной экспозиции имеет ряд ограничений. Во-первых, он не позволяет исследовать кинетику процессов в отражающих и фазовых объектах, во-вторых, при контроле этим методом качества прозрачных оптических де-

талей необходимо для каждой из них делать голограмму. В-третьих, этот метод не позволяет исследовать процессы в объектах, не имеющих стационарных состояний, в частности в жидкостях и газах.

Для расширения возможностей голографической интерферометрии применяется метод голографической интерферометрии в реальном

масштабе времени. Устройство, входящее в комплект установок УИГ-2, позволяет осуществить этот метод, производя обработку голограммы на месте экспонирования. На фотопластинке, закрепленной к П-образной рамке, регистрируется голограмма одного из следующих объектов: диффузора — при исследовании процессов в воздухе, оптических деталей типа плоских прозрачных пластин, пленок без использования иммерсии; кюветы с жидкостью — при исследовании процессов в жидкости или оптических деталей в иммерсионной среде; отражающего объекта в исходном состоянии — при исследовании его деформаций.



Рис. 8.16. Фотографии интерферограмм:  
а — конвекционных токов в жидкости; б — деформации металлической пластинки в результате точечного нагрева.

Оптическая схема выполняется в зависимости от вида исследуемого объекта согласно рис. 8.11 или 8.12. Фотопластинка проявляется, промывается, фиксируется в вертикальных бачках. После сушки полученная голограмма, освещенная опорным лучом, восстанавливает записанный на ней сигнальный волновой фронт, соответствующий исходному состоянию объекта и интерферирующий с реальным волновым фронтом, идущим от объекта. В случае появления каких-либо изменений в объекте возникает соответствующая интерференционная картина.

Это позволяет видеть интерферограммы развития и протекания процессов в исследуемых объектах в реальном масштабе времени или с помощью одной голограммы исследовать неограниченное число прозрачных оптических деталей. Интерферограммы можно зарегистрировать кинокамерой.

На рис. 8.16, а, б, приведены полученные этим методом фотографии интерферограмм конвекционных токов в жидкости (а) и деформированной при точечном нагреве металлической пластинки (б).

При использовании микрообъектива и окуляра на установках УИГ-2 можно получить голографические интерферограммы фазовых микро-

объектов; оптическая схема приведена на рис. 8.17. Микрообъектив устанавливается как можно ближе к фотопластинке, закрепленной к П-образной рамке, но так, чтобы не перекрывать опорного луча, падающего на нее. Световое поле за объективом мало и поэтому для регистрации его голограммы достаточно  $\frac{1}{4}$  фотопластинки ( $4,5 \times 6$  см). На фотопластинке регистрируется голограмма поля без объекта, производится ее фотографическая обработка и сушка.

При установке перед объективом фазового объекта мы будем видеть через окуляр его интерферограмму в полосах бесконечной ширины. Для получения интерферограммы в полосах конечной ширины следует установить в опорном луче плоскопараллельную стеклянную пластину и развернуть ее на требуемый угол, контролируя частоту полос и их

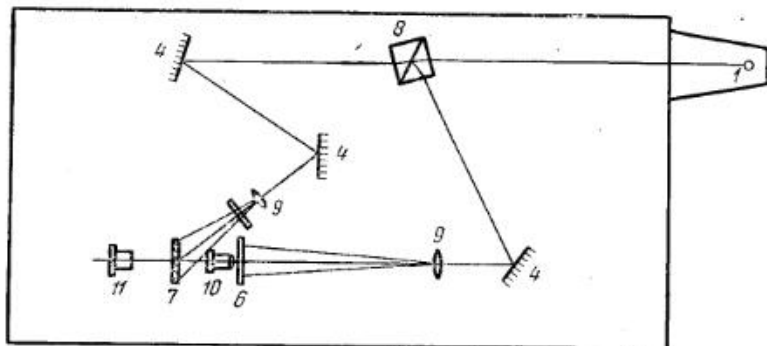


Рис. 8.17. Схема получения голографических интерферограмм.

ориентацию визуально. Наводку на резкость следует осуществлять перемещением объекта, а в небольших пределах можно и перемещением окуляра.

На рис. 8.18 приведены микроинтерферограммы помещенного в иммерсию конического кварцевого стержня в полосах бесконечной (а) и конечной (б) ширины. При получении микроинтерферограмм можно использовать любые микрообъективы.

При угле схождения сигнального и опорного лучей до  $60^\circ$  необходима регистрирующая среда с разрешением порядка 2000 лин/мм. Такое разрешение имеют только специальные фотоэмульсии. Отечественная фотопромышленность выпускает фотопластинки, сенсibilизированные к длине волны  $6328\text{Å}$  типа Микрат ВРЛ, фотопленки типа Микрат-900 и фотопленки для голографии ФПГ-В2. Из импортных фотопластинок можно использовать: Kodak-649, Agfa—Gevaert-10E70, Mikrat LP-2.

Для всех приведенных фотоматериалов характерна низкая чувствительность в пределах 0,01—0,1 ед. ГОСТа. Поэтому время экспонирования голограмм составляет от нескольких секунд до десятков секунд, его следует определять экспериментально, лучше путем ступенчатой засветки пробных фотопластинок.

Рекомендуются следующие рецепты фоторастворов:

*Проявитель (Д-19)*

Метол	2 г
Сульфит натрия безводный	96 г
Гидрохинон	9 г
Сода безводная	48 г
Бромистый калий	5 г
Вода	до 1000 мл
Время проявления фотопластинки	5—7 мин

*Фиксаж кислый*

Тиосульфат натрия (гипосульфат)	250 г
Метабисульфат калия	15 г
Вода	до 1000 мл
Время фиксирования фотопластинки	10 мин

*Отбеливатель I*

Раствор А: двуххромовокислый калий — 10 г, серная кислота концентрированная — 7 мл., вода — до 0,5 л.

Раствор Б: натрий хлористый — 22 г, вода — до 0,5 л.

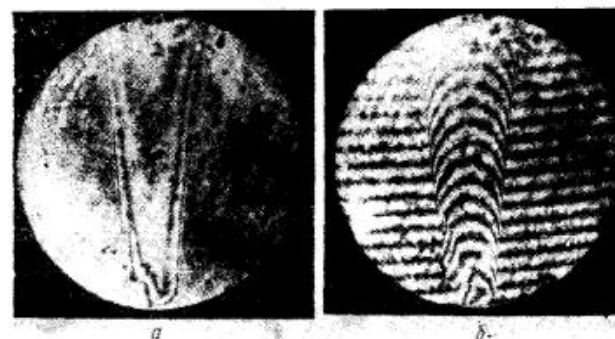


Рис. 8.18. Фотографии микроинтерферограммы кварцевого конического стержня:

а — в полосах бесконечной ширины; б — в полосах конечной ширины.

Рабочий раствор: 1 часть раствора А, 1 часть раствора Б, 1 часть воды. Отбеливать фотопластинку до полного исчезновения темных мест.

*Отбеливатель II*

Раствор 1: 5% раствор  $\text{CuCl}_2$  в воде. Обрабатывать фотопластинки в течение 10 мин.

Раствор 2: 1 часть раствора С, 10 частей раствора D, приготавливается непосредственно перед отбеливанием. Раствор С: 0,5% раствор КМп в воде. Раствор D:  $\text{H}_2\text{SO}_4$  — 10 мл, КВг — 30—40 г, вода — до 1000 мл. Обрабатывать фотопластинки в течение 2 мин.

Отбеливание можно производить в любом из предлагаемых отбеливателей, но второй рецепт позволяет получать отбеленные голограммы с большей дифракционной эффективностью, но использование его иногда приводит к появлению вуали на фотоэмульсионном слое.

Высококачественные голограммы должны иметь по всей пластинке равномерное потемнение эмульсионного слоя такой плотности, чтобы интенсивность нулевого порядка за фотопластинкой была не менее 50% от интенсивности падающего на него волнового фронта. Для повышения дифракционной эффективности голограмм следует произвести их отбеливание. После отбеливания необходимо тщательно промыть голограммы в проточной воде.

### 8.3. Интерферометр сдвига СИ-2

В интерферометре сдвига СИ-2 (рис. 8.19), как и в опыте Юнга, голограмма образуется двумя волновыми полями, прошедшими через отверстие в непрозрачном экране. Два сдвинутых изображения исследуемого объекта образуются при помощи билинзы с фокусным расстоянием 200 мм, верхняя половина которой смещается относительно нижней в обе стороны на расстояние 25 мм. Величина смещения определяется по нониусной шкале на передней стороне прибора или непосредственно по смещенным изображениям объекта. Образование несущей частоты в плоскости изображения достигается диафрагмированием с помощью непрозрачного экрана с двумя отверстиями (см. § 7.5), центры которых совпадают с центрами половин билинзы. Диаметр отверстий изменяется от 12 до 2 мм. Прибор предназначен для крепления в стандартных рейтрах оптической скамьи, УИГ-2М, УИГ-2А или СИНа. Габаритные размеры интерферометра СИ-2 155×19×15 мм, масса 700 г.

Интерферометрия сдвига [3] широко применяется для исследования фазовых или зеркально отражающих объектов. Однако для диффузно отражающих объектов применение сдвиговой интерферометрии как в классическом, так и в голографическом вариантах до последнего времени считалось принципиально невозможным. Действительно, микроструктура поверхности диффузно отражающего объекта описывается как реализация стационарного случайного процесса, зависящего от пространственных координат. При сдвиге на величину, превышающую радиус корреляции (область когерентности) и определяющуюся разрешением оптической системы сдвигового интерферометра, функция корреляции (функция взаимной когерентности), описывающая контраст

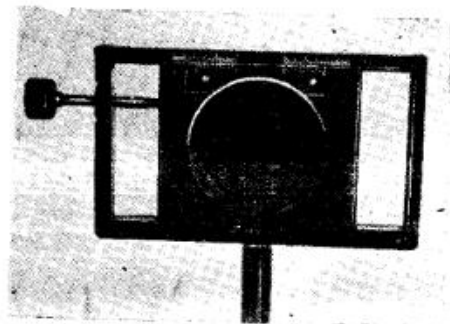


Рис. 8.19. Фотография сдвигового интерферометра СИ-2.

интерференционных полос, становится равной нулю. По этой же причине считается невозможным и прямое интерференционное сравнение различных диффузно отражающих объектов. Как показано в [4], принцип сдвиговой интерферометрии интенсивности, заложенный в СИ-2, позволяет обойти это ограничение.

Рассмотрим сначала применение интерферометра СИ-2 [4] для исследования перемещений точек поверхности объекта под действием деформирующей нагрузки (рис. 8.20). В плоскости изображения билинза создает два изображения объекта, сдвинутых на величину  $\Delta x$ . В § 7.5 при выделении проекций вектора перемещения  $\Delta r_x, \Delta r_y$  перекрестный

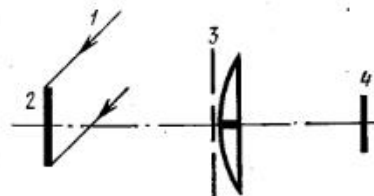


Рис. 8.20. Оптическая схема записи сдвиговых интерферограмм при исследовании перемещений точек поверхности объекта под действием деформирующей нагрузки:

1 — освещающее излучение; 2 — поверхность объекта; 3 — билинза с диафрагмирующим экраном; 4 — плоскость изображения с фотопластинкой.

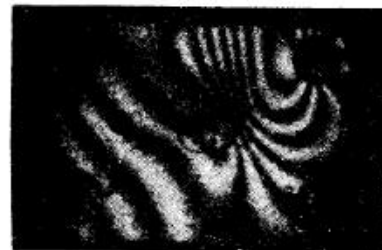


Рис. 8.21. Интерферограмма сдвига металлической пластинки, деформированной между экспозициями. Величина сдвига 6 мм.

член  $V(x, y)V^*(x, y)$  в уравнениях (7.38), (7.39) описывал взаимную интенсивность диффузно когерентного излучения, рассеянного одними и теми же точками поверхности объекта по различным направлениям. В данном случае  $V(x, y)V^*(x, y)$  заменяется на  $V(x, y)V^*(x + \Delta x, y)$  и сдвиговая интерферограмма интенсивности (рис. 8.21) на восстановленном изображении определяется выражением

$$\varphi(x, y) - \varphi(x + \Delta x, y) = N\lambda. \quad (8.1)$$

В отличие от интерферограмм, описываемых (7.40), (7.42), сдвиговая интерферограмма обусловлена не абсолютным, а относительным перемещением точек поверхности исследуемого объекта под действием деформирующей нагрузки, поэтому при сравнительно больших абсолютных перемещениях, не превышающих длину когерентности, определенную в (7.43), можно, регулируя величину сдвига, измерять малые относительные перемещения. Измерение относительных перемещений полезно и по другой причине: они упрощают вычисление деформаций и напряжений. Отметим, что расчет относительных перемещений по одной интерферограмме можно сделать в случае, если одна из проекций вектора перемещения много больше двух остальных, которыми можно пренебречь.



В голографической интерферометрии с использованием лазера непрерывного действия класс исследуемых объектов ограничен теми объектами, экспериментальные исследования которых возможны только при размещении объекта на виброзащитной плите голографической установки. Это существенно и в некоторых случаях импульсной интерферометрии, если между экспозициями может быть нежелательное перемещение объекта (см. § 7.3). Эти нежелательные перемещения фиксируются голограммой, что существенно затрудняет получение и расшифровку интерферограмм. В сдвиговой интерферометрии этот недостаток устраняется, так как разность фаз между двумя сдвинутыми изображениями не изменяется при смещении объекта как целого и при дифференциальном сдвиге регистрируется производная от перемещений. В ин-



Рис. 8.22. Интерферограмма, вызванная деформацией стены лабораторной комнаты. Место приложения деформирующей нагрузки — в середине нижнего края фотографии.



Рис. 8.23. Интерферограмма сравнения поверхностей двух кусочков мела, повернутых относительно друг друга на малый угол (от одной интерференционной полосы до другой расстояние между поверхностями изменяется на 1 мм).

терферометре СИ-2 практически реализуется такое получение интерферограмм. В экспериментах с объектами, расположенными вне виброзащитной плиты, СИ-2, лазер и коллиматор можно установить на обычном столе. В качестве иллюстрации на рис. 8.22 приведена интерферограмма стены лаборатории, полученная методом двойной экспозиции при указанном расположении аппаратуры. Интерферограмма возникает при деформации стены между экспозициями ударом молотка по гвоздю, наполовину вбитому в стену.

Рассмотрим теперь применение сдвиговой интерферометрии интенсивности для исследования геометрических размеров диффузно отражающих объектов. В § 5.5 было описано три метода получения интерференционных контурных карт, показывающих взаимное расположение частей объекта по отношению к голограмме, т. е. характеризующих объект по размерам и форме. Интерферометр СИ-2 позволяет теми же методами получать разностные контурные карты между двумя сдвинутыми изображениями одного и того же объекта или между различными объектами. При дифференциальном сдвиге, когда  $\Delta x$  много меньше размеров объекта, интерферограмма определяется производной от формы поверхности. Наличие местной ошибки приводит к появлению дополнительных интерференционных полос. Если же сдвиг превышает раз-

меры объекта в плоскости изображения и изображения двух различных объектов совмещаются, то интерференционные полосы характеризуют различие между объектами по размерам и форме. Таким образом, открывается возможность интерференционного контроля диффузно отражающих изделий сравнением с образцовым изделием. Соответствующая иллюстрация приведена на рис. 8.23.

До сих пор речь шла о диффузно отражающих объектах. Известно, однако, что методы их исследования на основе голографической интерферометрии можно перенести на фазовые или зеркально отражающие объекты, освещенные через диффузный рассеиватель [5]. Как пример приведем схему фазового объекта, закрытого от голограммы диффузным рассеивателем [6]. На рис. 8.24, а, б представлены схемы исследования фазового объекта по работе [6] и в варианте сдвиговой голографии ин-

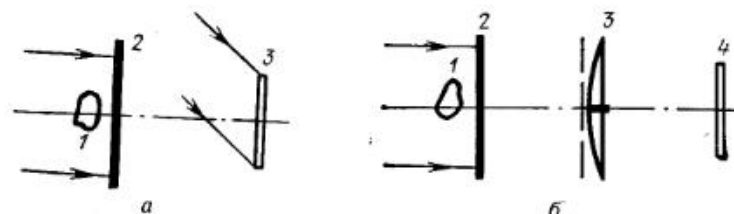


Рис. 8.24. Схема записи фазового объекта, закрытого от голограммы диффузным рассеивателем, методом двойной экспозиции:

а — на основе голографической интерферометрии по обычной двухлучевой схеме; б — на основе сдвиговой голографии интенсивности. 1 — объект; 2 — диффузный рассеиватель; 3 — билинза с диафрагмирующим экраном; 4 — фотопластинка.

тенсивности [4]. По схеме рис. 8.24, б сдвиг определяется билинзой интерферометра СИ-2, создающей в плоскости фотопластинки два изображения диффузного рассеивателя. Вид интерференционной картины, полученной на восстановленном изображении по схемам рис. 8.24, а, б, не зависит от угла наблюдения, так как при таком методе записи фазовый объект освещается в одном направлении.

Из описанных свойств и примеров использования интерферометра СИ-2 следует, что его можно рекомендовать для исследования деформаций поверхности и определения геометрических параметров диффузно отражающих объектов, в том числе и для внестеновой голографической интерферометрии, а также для исследования фазовых объектов при расположении диффузного рассеивателя между объектом и голограммой.

#### 8.4. Установка для регистрации СВЧ голограмм (УИГ-3)

Установка УИГ-3 [1,7] предназначена для регистрации СВЧ голограмм, записи их в уменьшенном масштабе на фотопластинках, а также для записи сигналов, описывающих СВЧ голограммы, на магнитную ленту для последующего ввода в ЭВМ. Регистрация голограмм производится методом сканирования одиночным или двумя работающими параллельно приемниками-переключателями. В установке используется искусственное формирование опорной волны.

УИГ-3 можно использовать для различных экспериментов по голографическому радиовидению, голографической СВЧ интерферометрии, для измерения амплитудно-фазовых распределений в раскрывах антенных устройств и отбраковки антенных устройств по корреляционным критериям, она может быть полезна и при других антенных измерениях.

Основные характеристики УИГ-3

Рабочая длина волны, м	3·10 <sup>-2</sup>
Мощность СВЧ генератора, Вт	10
Площадь сканирования	2,0×2,5 м
Габариты	4,0×4,0×8,0 м
Время регистрации голограммы, мин	5—60
Дискрет сканирования, мм	3; 6; 12; 24; 48; 96
Количество кадров, записываемых на одну фотопластинку	8

Установка УИГ-3 (рис. 8.25) состоит из безэховой камеры, предназначенной для размещения узлов и блоков установки, а также исследуемых объектов. Камера имеет размеры 4×4×8 м и собирается из 4-х отсеков длиной по 2 м. Отдельные отсеки камеры могут стыковаться друг с другом в любой последовательности, что позволяет изменять расстояние между освещающей антенной и плоскостью сканирования. Стены камеры покрыты с внутренней стороны поглощающим материалом.

— Сканирующего устройства, предназначенного для обеспечения сканирования плоскости регистрации размером 2,0×2,5 м<sup>2</sup> двумя приемными устройствами типа приемника — перемножителя. В сканирующее устройство входят привод горизонтального и вертикального перемещений и система коммутации, позволяющая осуществлять горизонтальное перемещение тележек с приемниками с одним из шагов: 3, 6, 12, 24, 48 или 96 мм. Указанная коммутация осуществляется при помощи диска, угловой поворот которого связан с линейным перемещением тележек с приемниками. На диске нанесена токопроводящая «ребенка», которая скользит по контактам токосъемника, связанным с блоком автоматического управления. Привод вертикального перемещения с помощью тросов перемещает направляющую для горизонтального перемещения, на которой размещен привод горизонтального перемещения и две тележки с приемниками. Сканирование происходит по схеме рис. 8.26. Для ограничения перемещений в горизонтальном и вертикальном направлениях в сканирующем устройстве установлены микровыключатели.

— Электронного блока управления, обеспечивающего автоматическое сканирование по схеме рис. 8.26, запуск привода фазовращателя для искусственного формирования опорной волны, запуск привода фотозаписывающего устройства и приведение установки в исходное состояние после съемки одной голограммы. Блок управления позволяет производить и ручное управление положением приемников в плоскости сканирования при помощи выносной колодки. В блоке управления осуществляется синхронизация положения приемников и источников света в фотозаписывающем устройстве при любых режимах

работы установки. Лицевая панель блока управления выведена на переднюю стенку второго отсека камеры.

— Блока фазовращателей, позволяющего производить искусственное формирование плоской опорной волны с любым углом падения на плоскость регистрации. Он обеспечивает автоматическое изменение фазы опорного сигнала на заданную величину при переходе приемника от ряда к ряду по схеме рис. 8.26. Блок фазовращателей размещается во втором отсеке камеры.

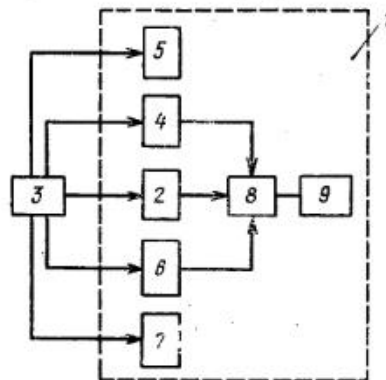


Рис. 8.25. Структурная схема установки УИГ-3:

1 — безэховая камера; 2 — сканирующее устройство; 3 — электронный блок управления; 4 — блок фазовращателей; 5 — фотозаписывающее устройство; 6 — генератор СВЧ; 7 — преобразователь угол — код; 8 — волноводный блок; 9 — блок усилителей.

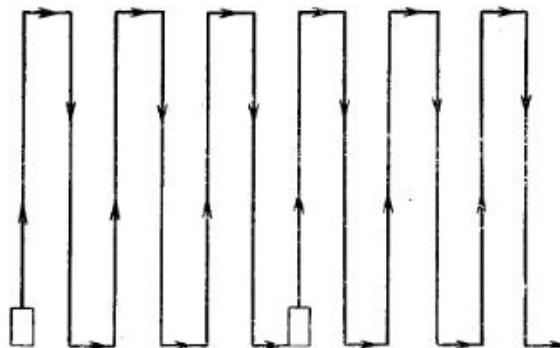


Рис. 8.26. Схема сканирования.

— Фотозаписывающего устройства. Оно размещено в светонепроницаемом кожухе во втором отсеке камеры и содержит устройство сканирования источниками света, подобное устройству сканирования приемными устройствами, и систему фотографирования. Общая площадь сканирования равна 350×450 мм. Конструкция системы фотографирования позволяет производить автоматическое открывание затвора при дистанционном управлении и многокадровую (8 кадров) фотосъемку на одну пластинку. В промежутках между кадрами кассета с фотопластинкой поворачивается перед неподвижным объективом на угол 45° при помощи двигателя, управление которым выведено на лицевую панель блока управления.

— Генератора СВЧ колебаний, содержащего источник непрерывных колебаний 3-см диапазона мощностью около 10 Вт.

— Преобразователя «угол—код», предназначенного для генерации сигналов, описывающих в двоичном коде координаты приемного устройства в плоскости регистрации СВЧ голограмм с целью последующего ввода в ЭВМ.

— Входного устройства, волноводного тракта и освещающей антенны, включающих в себя две сменные приемные антенны, выполненные по схемам гл. 3, подвижный коаксиальный тракт для связи подвижных приемных антенн с неподвижными приемниками-перемножителями, волноводный тракт опорной волны и параболическую освещающую антенну. Волноводный тракт изготавливается в двух модификациях: на волноводах сечением  $23 \times 10$  мм и на волноводах сечением  $28,5 \times 12,6$  мм. Предусмотрена возможность подключения к волноводному тракту отдельного, не входящего в состав УИГ-3, СВЧ генератора. Входной волновод имеет сечение  $28,5 \times 12,6$  мм.

— Блока усилителей, содержащего два идентичных канала усиления и предназначенного для усиления сигналов от приемников-перемножителей до уровней, необходимых для нормальной работы управляемых источников света в фотозаписывающей системе, а также для получения электрических сигналов с целью последующей записи их на магнитную ленту (совместно с сигналами от преобразователя «угол—код») и последующего ввода в ЭВМ. Блок усилителей размещен во втором отсеке камеры, передняя панель блока вынесена на лицевую панель блока управления.

**Регистрация СВЧ голограмм с записью на фотоматериал для последующего оптического восстановления в задачах радиовидения и корреляционной отбраковки антенных устройств.** В зависимости от размеров объекта, требуемой разрешающей способности и масштаба на лицевой панели блока управления устанавливается необходимый шаг  $d$ , вычисленный по формулам гл. 3. На блоке фазовращателей устанавливается требуемый угол падения искусственно сформированной опорной волны, также вычисленный по формулам гл. 3.

В кассету, входящую в систему фотографирования, устанавливается фотопластина, а сама кассета устанавливается в первое положение, при этом на лицевой панели управления под надписью «кадр» загорается цифра «1».

В зависимости от требуемого масштаба изображения и необходимых расстояний от него до плоскости оптической голограммы по формулам гл. 3 определяется требуемый масштаб уменьшения и устанавливается соответствующее расстояние по шкале между плоскостью сканирования источниками света и системой фотографирования.

Включается генератор СВЧ колебаний. После 10-минутного прогрева нажатием кнопки «Пуск» включается система сканирования, при этом автоматически открывается затвор фотоаппарата в системе фотографирования. По окончании съемки голограммы система сканирования автоматически выключается, и одновременно автоматически закрывается затвор фотоаппарата. Установка готова к записи следующей голограммы.

Для записи следующей голограммы нажатием кнопки «кадр» запускают двигатель поворота кассеты в фотозаписывающем устройстве,

который поворачивает кассету на  $45^\circ$ , после чего автоматически выключается, причем на лицевой панели блока управления под надписью «кадр» загорается цифра «2». Далее производится запись СВЧ голограммы, как и в 1-ом кадре.

Если производится регистрация голограммы методом двух экспозиций или запись нескольких голограмм на одно и то же место фотопластины с использованием различных углов падения опорной волны, кнопку «кадр» между съемкой кадров нажимать не следует.

**Регистрация СВЧ голограмм с записью на магнитную ленту для последующей обработки на ЭВМ в задачах радиовидения, интерферометрии и задачах, связанных с применением СВЧ голографии в антенной технике.** В этом режиме выходы приемника-перемножителя и преобразователя «угол — код» подключаются к соответствующим входам устройства записи сигналов на магнитную ленту (это устройство не входит в состав УИГ-3). Далее производится регистрация голограмм, как и в режиме, описанном выше, однако фотозаписывающее устройство при этом не используется.



Рис. 8.27. Восстановленные изображения объектов, голограммы которых регистрировались на установке УИГ-3.

**Одновременная регистрация СВЧ голограмм на фотоматериале и на магнитной ленте.** В этом режиме производится регистрация так же, как и ранее, но блок усилителей работает на две параллельные нагрузки — управляемые источники света и устройства записи сигналов на магнитную ленту.

Кроме этих основных режимов, возможны различные их вариации — например, при записи голограмм на фотопластинку можно использовать один или два синхронно сканирующих приемника-перемножителя — в этом случае время записи сокращается вдвое. Можно использовать вместо генератора СВЧ, входящего в УИГ-3, выносной генератор с различными видами модуляции. При замене волноводного тракта можно работать в диапазонах, отличных от рабочего диапазона УИГ-3.

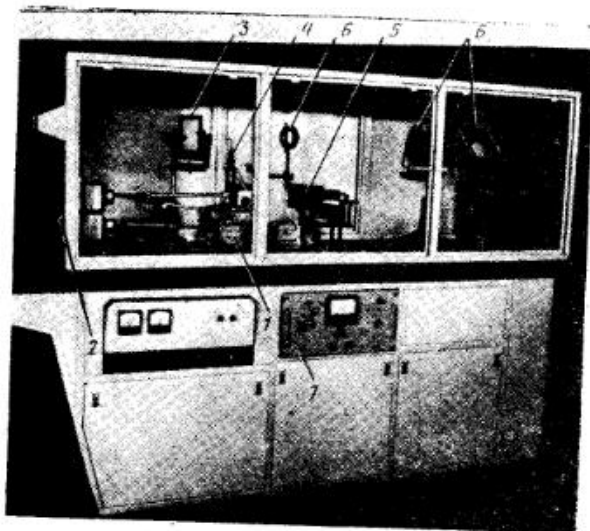
На рис. 8.27 показаны восстановленные изображения объектов, голограммы которых регистрировались на УИГ-3.

### 8.5. Установка для измерений по восстановленному голографическому изображению (УОГ-1)

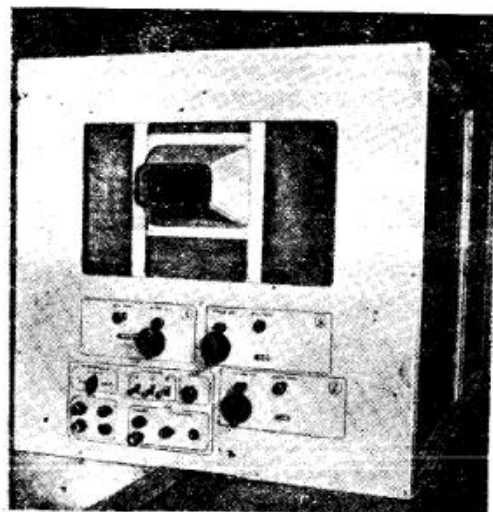
Установка предназначена для проведения измерений по восстановленному голографическому изображению геометрических характеристик как стационарных, так и динамических объектов. Она позволяет в качестве объекта измерений использовать как мнимое, так и действительное голографическое изображение.

При работе с мнимым изображением на установке можно производить:

- измерение реальной маркой при бинокулярном наблюдении изображения;
- измерение реальной маркой при монокулярном наблюдении



а



б.

Рис. 8.28. Установка для измерений по восстановленному голографическому изображению: а) общий вид; б) передняя панель.

объекта с помощью оптической системы;

- фотографирование мнимого изображения.

С помощью установки можно производить следующие операции с действительным изображением объекта:

- автоматически измерять координаты точек изображения с помощью вибродатчиков;
- наблюдать действительное изображение;

— фотографировать действительное изображение;

- производить измерения через микроскоп.

Установка (рис. 8.28) состоит из следующих основных элементов: источника излучений лазера ЛГ-36 (на фотографии не показан), координатного механизма 1, пульта ручного управления 2 с отсчетными шкалами, держателя голограммы 3.

При измерениях на платформу координатного механизма устанавливается либо узел реальной марки 4, либо вибродатчик 5. При изме-

рениях методом реальной марки наблюдение можно производить с помощью монокулярной увеличивающей системы. Оптические элементы 6, показанные на рис. 8.28, служат для переноса излучения ОКГ. Их положение меняется в зависимости от требований к схеме восстановления изображения. В установку входит электронный блок 7 для управления перемещением координатного механизма при автоматическом поиске изображения.

На рис. 8.29 показан узел реальной марки. Он состоит из корпуса 1, осветителя 2 и Г-образного световода 3, светящийся торец которого наблюдает оператор при измерении. На рис. 8.30 приведена фотография узла реальной марки.

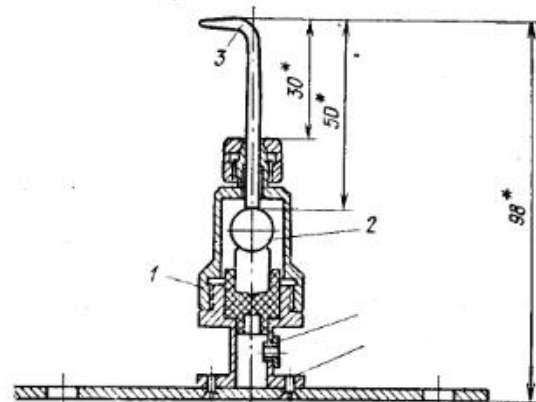


Рис. 8.29. Схема узла с реальной маркой.

Общий вид вибродатчика для автоматического определения положения элементов изображения приведен на рис. 8.31. Он состоит из вибрирующей пластины 1, электромагнитов 2, с помощью которых воз-



Рис. 8.30

Рис. 8.30. Узел с реальной маркой.

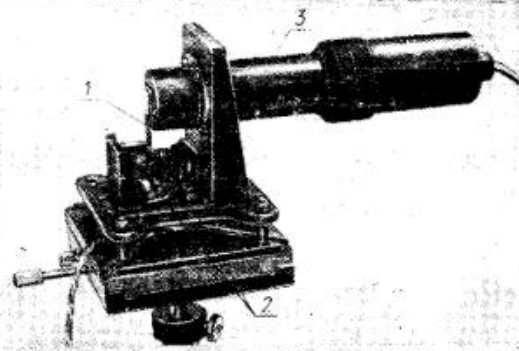


Рис. 8.31

Рис. 8.31. Вибродатчик для автоматического поиска изображения по одной координатной оси.

буждаются колебания пластины 1, фотоприемника (ФЭУ-27), размещенного в светонепроницаемом корпусе 3. В передней части корпуса имеется входное окно, закрытое матовым стеклом. Напротив входного окна в вибрирующей пластине сделано отверстие диаметром 0,5 мм,

являющиеся диафрагмой. Амплитуда колебаний диафрагмы регулируется в пределах 0,2—2,5 мм.

Вибродатчик для автоматического измерения по изображению с интерференционными полосами по двум координатам приведен на рис. 8.32.

В зависимости от метода измерений реальная марка или вибродатчик устанавливаются на подвижной платформе координатного механизма (рис. 8.33). Перемещением подвижной платформы управляют с пульта. На лицевой стороне пульта управления имеются соответ-

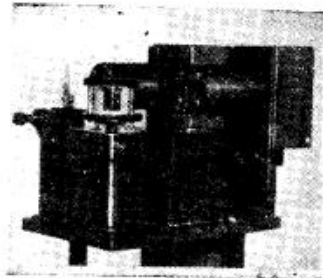


Рис. 8.32. Вибродатчик для автоматического измерения по изображению с интерференционными полосами.

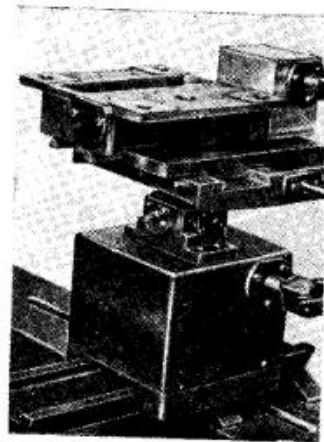


Рис. 8.33. Координатный механизм.

венно три ручки, с помощью которых перемещается механизм по трем направлениям. Значения координат считываются со шкал трех механических счетчиков. Цена одного деления каждого счетчика 10 мкм.

На передней панели расположены ручки включения (отключения) счетчика и ручки отключения ручной передачи для перехода на передачу от электромоторов. Управление скоростью и направлением вращения электромоторов производится электронным блоком при автоматическом измерении изображения либо с пульта управления. Установка закрыта светозащитным кожухом, что позволяет производить измерения в незатемненном помещении. Габариты установки 2400 × 1500 × 700 мм.

### 8.6. Устройство УОГ-2 для ввода (вывода) изображений в ЦВМ типа БЭСМ-4

В ряде задач моделирования голографического процесса и в задачах обработки голограмм и интерферограмм объем вычисленных работ весьма велик и без применения вычислительных машин подобные задачи теряют практический смысл. Но прежде чем переходить непосредственно к числовой обработке, решается задача ввода интерферограмм,

голограмм, изображений в ЦВМ, т. е. задача ввода в кодированном виде численной информации о полутоновых изображениях объекта. Результаты расчета часто являются либо голограммами, либо интерферограммами, либо изображениями. Во всех этих случаях возникает обратная задача — преобразование цифровой информации в полутоновые изображения.

Устройство УОГ-2 предназначено для ввода в ЦВМ типа БЭСМ-4 в кодированном виде полутоновых изображений, зарегистрированных на фотобумаге, и вывода полутоновых изображений на фотобумагу или фотопленку.

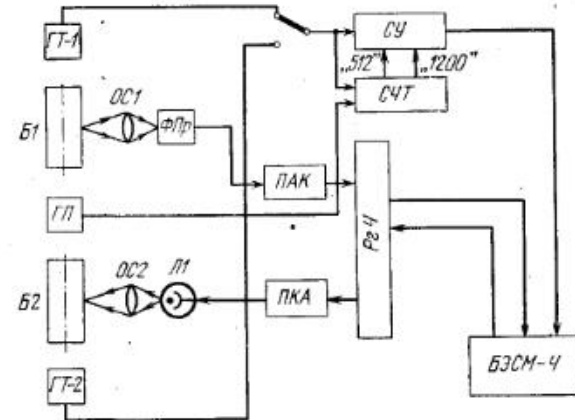


Рис. 8.34. Структурная схема устройства УОГ-2.

Так как ЦВМ оперирует с числами, то назначение устройства — преобразовывать полутоновое изображение в последовательность дискретных точек, закодировать значение каждой точки изображения в соответствии с плотностью почернения фотоматериала в этой точке и передать весь массив такой преобразованной информации в ЦВМ. Очевидно, что объем цифровой информации, вводимой в ЦВМ, не может превышать объема памяти ЦВМ. При выводе стоит обратная задача — преобразовать цифровой код каждой точки изображения в соответствующую плотность почернения фотоматериала.

Вопросам построения устройств для ввода—вывода изображений посвящена работа [8]. На рис. 8.34 приведена структурная схема устройства. Рассмотрим работу устройства в режиме ввода изображения в ЦВМ. Исходная фотография с изображением укрепляется на вращающемся барабане Б1. Одновременно с вращением барабана вдоль его оси вращения происходит движение считывающей оптической системы (ОС1) вместе с фотоприемником ФПр. Таким образом производится сканирование изображения по винтовой линии. Шаг винтовой линии определяет шаг линейного разложения изображения вдоль оси вращения барабана. Сигнал фотоприемника представляет собой преобразованное в электрический сигнал изображение (сигнал « $U_c$ » на временной диаграмме, рис. 8.35, а).

Для того чтобы осуществить ввод в ЦВМ, запускается генератор пуска (ГП), который запускает счетчик числа элементов разложения. Сигналы с генератора синхроимпульсов (ГТ-1) (рис. 8.35, б) одновременно поступают в счетчик числа синхротактов (СЧТ) и в преобразователь аналог—код (ПАК). В преобразователе «аналог—код» аналоговая величина сигнала фотоприемника синхронно с частотой работы генератора преобразуется в цифровой двоичный код (рис. 8.35, в), кото-

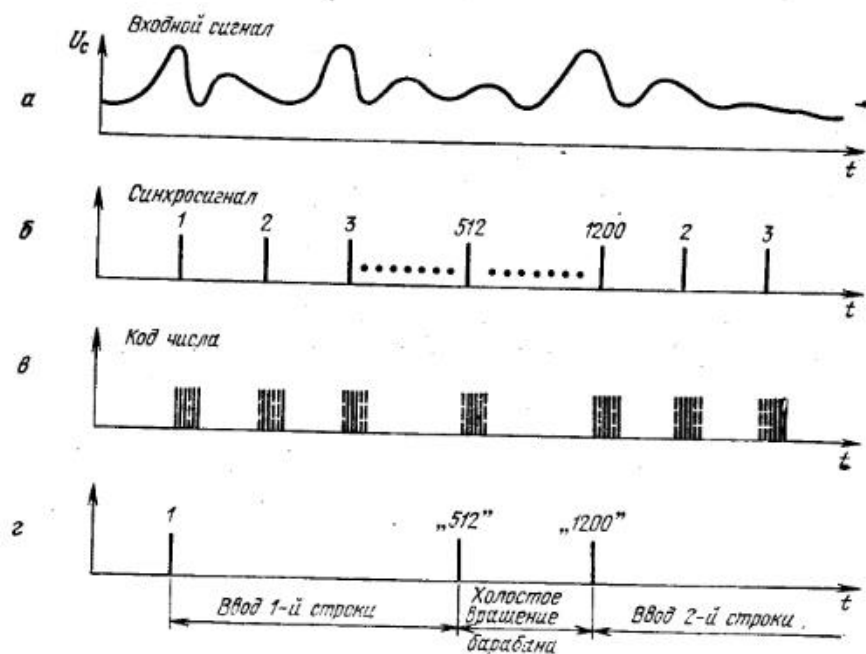


Рис. 8.35. Временная диаграмма работы устройства.

рый передается в регистр числа (Pr). Из регистра числа код, сопровождаемый соответствующими синхросигналами, с той же частотой передается в БЭСМ-4.

За один такт работы в машину передается код одного элемента изображения. Таким образом передается 512 элементов изображения, что соответствует одной строке изображения. Всего же за один оборот барабана вырабатывается 1200 импульсов. Когда счетчик насчитает 512 импульсов, он выдает в схему управления БЭСМ-4 сигнал «512», который прекращает ввод в ЦВМ цифровой информации. В остальное время от 512-го до 1200-го импульса происходит холостое вращение барабана. За время холостого вращения цифровая информация одной строки в ЦВМ переписывается в накопитель на магнитных барабанах (рис. 8.35, г). Счетчик числа элементов продолжает счет. Когда он насчитает 1200 импульсов, что соответствует полному обороту барабана, счетчик «обнуляется», а схема преобразователя «аналог—код» за-

пускается сигналом «1200», и начинается кодирование и ввод в ЦВМ второй строки изображения. Так строка за строкой производится ввод в машину 750 строк полного кадра изображения.

При выводе кодов чисел из машины и записи изображения фотобумага (фотопленка) укрепляется на поверхности второго барабана Б2. При вращении барабана вдоль его оси на подвижной каретке перемещается лампочка Л1 и оптическая система (ОС2), формирующая на поверхности барабана светящееся пятно. Яркость лампочки модулируется выходным сигналом преобразователя «код—аналог» (ПКА). Таким образом засветка кадра производится также по винтовой развертке. Для вывода кодов чисел из машины запускается генератор пуска (ГП), который запускает генератор синхротактов (ГТ2). Синхротакты подаются на вход счетчика числа элементов и в схему управления обменом с БЭСМ-4. С выхода схемы управления обменом в БЭСМ-4 подается синхроимпульс, считывающий код числа одного элемента изображения из БЭСМ-4 и передающий код этого числа в приемный регистр (Pr). Код числа преобразователем аналог—код преобразуется в напряжение, управляющее яркостью лампочки Л1. С появлением следующего импульса с генератора синхротактов вырабатывается следующий синхроимпульс, и из БЭСМ-4 вызывается код следующего элемента. Так цикл за циклом происходит непрерывная модуляция яркости лампочки Л1 в соответствии с кодами поступающих чисел. Синхроимпульсы подсчитываются счетчиком числа элементов (СЧТ). Когда это число достигает 512 (число точек, подготовленное в БЭСМ-4), в схему управления со счетчика подается сигнал, и поступление синхроимпульсов в БЭСМ-4 прекращается. При этом также прекращается прием кодов из БЭСМ-4 и работа преобразователя. Запись одной строки изображения окончена. Счетчик продолжает считать поступающие импульсы синхронизации. В это время в машине БЭСМ-4 происходит считывание чисел для следующей строки из долговременного запоминающего устройства (накопитель на магнитных барабанах) и передача в буферное запоминающее устройство (БЗУ), откуда происходит считывание чисел в устройство УОГ-2. Когда счетчик устройства насчитает число синхроимпульсов, равное 1200, что соответствует одному обороту барабана и началу следующей строки, в схему управления обменом поступает сигнал «1200», и запускается схема управления обменом с БЭСМ-4 (СУ). Начинается следующий цикл записи второй строки. Так цикл за циклом происходит построчная запись изображения.

В цикле ввода и в цикле вывода обмен цифровой информацией между устройством и машиной производится шестиразрядными числами, поскольку интенсивность каждого элемента изображения кодируется шестизначным кодом.

В машине за время холостого вращения барабана (интервал между 512 и 1200 синхротактом) 512 шестиразрядных чисел компонуются в соответственно уменьшенное число 35-разрядных чисел, которые записываются на магнитный барабан. Это осуществляется в ЦВМ с помощью специальной программы. Программа запускается после поступления синхроимпульсов из устройства. Аналогичным образом

исходит подготовка чисел, но в обратном порядке, при выводе чисел из БЭСМ-4 в устройство.

Устройство УОГ-2 выполнено в виде стола, на котором размещаются два полукомплекта фототелеграфной аппаратуры «Нева» — ФПБФ и ФДБП (рис. 8.36). В правой части стола находится пульт управления, на котором расположены кнопки пуска и останова, индикаторные лампы, переключатель режима работы. В нижней части устройства размещены блоки питания устройства и плата, на которой размещены



Рис. 8.36. Общий вид устройства УОГ-2.

150 типовых ячеек БЭСМ-4, реализующих функциональную схему устройства. С лицевой стороны плата закрывается дверью, что позволяет производить при необходимости смену ячеек. Задняя и боковая стороны — основания — закрыты съемной обшивкой. На правой боковине стола установлены тумблеры включения питания и разъемы, через которые с помощью кабелей устройство соединяется с машиной БЭСМ-4 и со стойкой питания БЭСМ-4.

#### Основные параметры устройства УОГ-2

Размер вводимого (выводимого) кадра изображения, мм	100×150
Число элементов разложения	512×750
Число градаций по яркости	64
Время ввода (вывода) полного кадра изображения, мин	6,25

Потребляемая мощность, В·А	500
Время готовности устройства к работе после включения питания, с	30
Габарит устройства	1500×700×1100

Рис. 8.37 иллюстрирует качество процесса ввода—вывода изображения. На рис. 8.37 приведена фотография после кодирования,

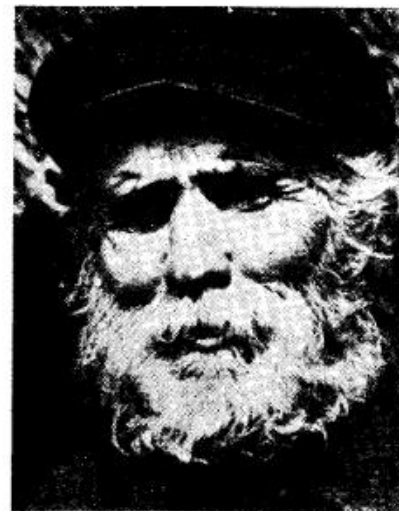


Рис. 8.37. Изображение, выведенное из ЭВМ.

ввода в ЭВМ, вывода из ЭВМ, декодирования и записи на фотобумаге.

Примеры применения УОГ-2 при машинном моделировании голографического процесса приведены в гл. 6.

### 8.7. Вспомогательная аппаратура

Для контроля интенсивности световых потоков, а также для измерения параметров световых импульсов применяется фотоэлектронный измеритель световых потоков (ФЭИС). Принцип работы измерителя заключается в том, что измеряемое световое излучение принимается фоточувствительным устройством, в котором оно преобразуется в электрическое напряжение. Далее это напряжение усиливается в зависимости от характера светового потока в канале постоянного или переменного тока и измеряется стрелочным прибором.

Прибор состоит из узла светочувствительной головки и основного блока, в который входят усилители и источник питания. Внешний вид прибора приведен на рис. 8.38. Светочувствительная головка состоит из фотоэлектронного умножителя (ФЭУ-51) и катодного повторителя

на лампе 6С6В. Выходной сигнал катодного повторителя подается на делитель напряжения, расположенный в основном блоке прибора. Напряжение с делителя коммутируется переключателем на вход усилителя постоянного или переменного тока:

Катодный повторитель используется при работе прибора в режиме индикации переменных световых потоков. В случае постоянных световых потоков выходное напряжение фотоумножителя подается непосредственно на делитель напряжения входного сигнала усилителя постоянного тока. Светочувствительная головка выполнена в виде цилиндрического стакана, на одном торце которого находится входное

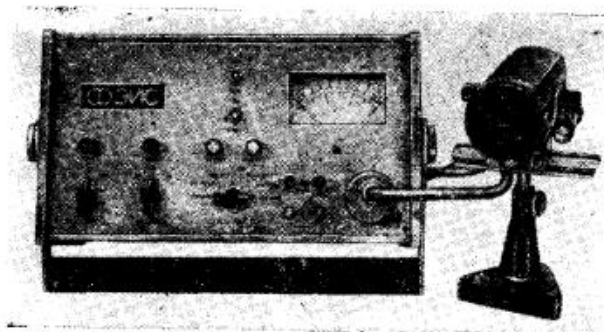


Рис. 8.38. Внешний вид фотоэлектронного измерителя световых потоков (ФЭИС).

отверстие, а на другом укреплен соединительный шланг. Головка установлена на стойке типа рейтера; конструкция допускает поступательное перемещение головки вдоль вертикальной оси и вращение в горизонтальной плоскости.

Светочувствительная головка связана с основным блоком прибора при помощи соединительного шланга, объединяющего сигнальные и питающие провода и кабели. Основной блок включает в себя усилитель постоянного тока, широкополосный усилитель и стабилизированный источник питания.

Усилитель постоянного тока собран по балансной схеме на лампе 6Н5П. Входным напряжением служит напряжение с делителя, плечи которого коммутируются переключателем в соответствии с требуемым пределом измерения шкалы стрелочного прибора, подключаемого к анодной цепи усилителя. В схеме усилителя предусмотрена установка «нуля» и калибровка усиления. Широкополосный усилитель — двухкаскадный, собран по резистивной схеме на лампах 6Э5П. Полоса пропускаемых частот от 50 Гц до 3 МГц. Выходное напряжение усилителя выпрямляется и через переключатель подается на стрелочный прибор. Предусмотрена регулировка усиления (калибровка) путем изменения нагрузочного сопротивления лампы первого каскада. Для наблюдения формы сигналов на экране осциллографа анод выходной лампы усилителя соединен с наружной клеммой.

Источник питания включает: стабилизированный выпрямитель 1600 В, стабилизированный выпрямитель 250 В и общий силовой трансформатор, обеспечивающий также получение накальных напряжений. Источник напряжения 1600 В состоит из четырех идентичных выпрямителей-стабилизаторов на 400 В, выходы которых соединены последовательно. В мостиках выпрямителей использованы диоды типа Д1004.

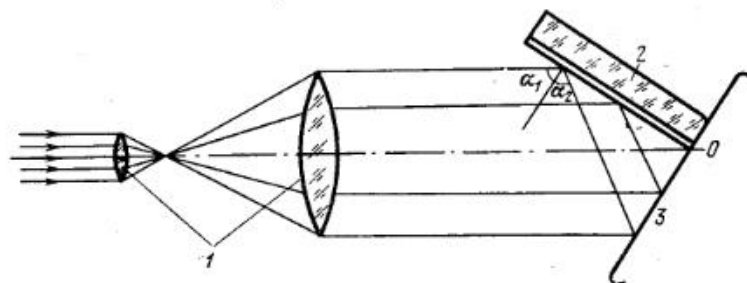


Рис. 8.39. Принципиальная схема интерференционного резольвометра.

Выпрямитель на 250 В собран по мостовой схеме на диодах Д226. В схемах электронных стабилизаторов использованы лампы 6Н6П, 6Ж1П, СГ2П.

#### Технические данные ФЭИС

Чувствительность на полную шкалу стрелочного индикатора, мкЛм	не ниже 10
Полоса пропускания прибора, Гц, по каналу постоянного тока	0—10 <sup>4</sup>
переменного тока	50—3·10 <sup>6</sup>
Динамический диапазон интенсивности регистрируемого светового излучения, дБ, для световых потоков постоянных	не менее 60
переменных	не менее 55
Коэффициент пропускания калиброванных ослабителей света	0,33—0,1—0,033— 0,01—0,0033— 0,001—0,00033— 0,0001
Диапазон длин волн регистрируемых световых потоков, мкм	0,3—0,8
Форма и размеры входного зрачка светочувствительной головки, мм недифрагмированного	круглая, диаметр 20 мм
дифрагмированного	круглая, диаметр 0,5; 1; 3 щелевая, 15×1 и 15×2
Потребляемая мощность от сети 220 В и 50 Гц, Вт	50

Для исследования разрешающей способности фотоматериалов (резольвометрии) можно использовать интерференционный резольвометр, описанный в [9]. Его принципиальная оптическая схема изображена на рис. 8.39. Особенностью этой схемы является простота



изменения пространственной частоты, которая осуществляется поворотом системы зеркало — фотослой вокруг ребра прямого двугранного угла, который они составляют.

Пространственная частота  $\nu$  интерференционных полос определяется, как известно, углами падения на эмульсионный слой интерферирующих пучков света ( $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ ):  $\nu = (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2) / \lambda$ . В случае симметричного падения ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ):  $\nu = 2 \sin \alpha / \lambda$ . Таким образом, максимально достижимая частота интерференционных полос, соответствующая  $\alpha \rightarrow \pi/2$ , равна  $2/\lambda$ , что для He — Ne лазера ( $\lambda = 632,8$  нм) составляет около 3160 лин/мм.

Конструкция прибора разработана в двух вариантах: для резольвометрического испытания 35-миллиметровой киноплёнки и для испытания фотопластинок. Его внешний вид приведен на рис. 8.40, схема —

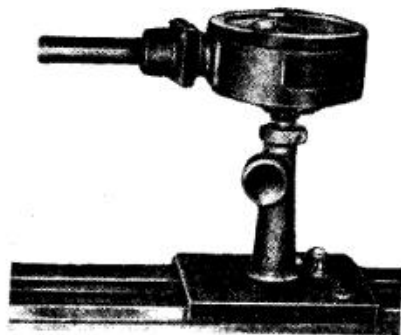


Рис. 8.40. Внешний вид интерференционного резольвометра.

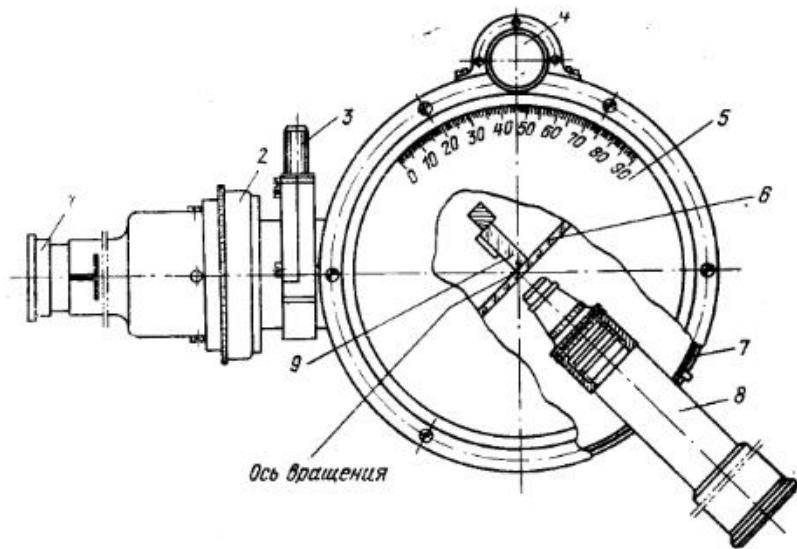


Рис. 8.41. Схема устройства интерференционного резольвометра: 1 — объектив  $f=2,5$  см; 2 — объектив  $f=10$  см; 3 — рукоятка движения ножа; 4 — ручка поворота системы зеркало-фотослой; 5 — шкала поворота; 6 — испытываемая фотопластинка; 7 — выдвижная шторка; 8 — микроскоп; 9 — зеркало Ллойда.

на рис. 8.41. Телескопическая система собрана из объектива ( $F = 2,5$  см) и софокусного с ним объектива от фотоаппарата «Москва» с центральным затвором и диапазоном выдержек от 1/500 до 1 с. Для покadroвого перемещения пленки использовались соответствующие

части камеры «Зоркий». Размеры кадра  $8 \times 10$  мм. Зеркало с алюминиевой полированной поверхностью прижато боковой полированной гранью к поверхности пленки. Система зеркало — фотослой вращается в корпусе с помощью зубчатой передачи.

Ручки изменения пространственной частоты, прямой и обратной перемотки пленки и шкала поворота (шкала системы пространственных частот) выведены на верхнюю крышку прибора. В приборе предусмотрена возможность наблюдения интерференционных полос с помощью микроскопа, вращающегося вместе с системой зеркало — фотослой и постоянно сфокусированного на плоскость, в которой располагается фотослой.

При экспонировании резольвограмм окулярная часть микроскопа вывинчивается, и кожух прибора герметизируется светозащитной шторкой. Прибор установлен на рейтере и имеет необходимое число юстировочных степеней свободы. При мощности генерации в одномодовом режиме около 20 мВт обеспечиваются достаточные почернения на пластинках типа Кодак-649 при выдержке 1/200—1/500 с.

При исследовании более чувствительных фотоматериалов (типа Микрат-900, Микрат ВРЛ и т. д.) лазерный пучок приходится предварительно ослаблять фильтром, так как в противном случае даже при выдержке 1/500 с почернения слишком велики.

Для удобства исследования резольвограмм прибор снабжен ножом, закрывающим ту часть пучка от лазера, которая падает непосредственно на эмульсию, и пропускающим ту его часть, которая падает на зеркало. Проявленная резольвограмма вновь помещается в прибор и поворачивается на тот же угол относительно лазерного пучка, под которым она экспонировалась. При этом в направлении оптической оси установки (независимо от пространственной частоты поля) наблюдается дифракционный максимум первого порядка. По его относительной яркости можно судить о контрасте интерференционных полос.

Прибор позволяет произвести съемку резольвограммы, состоящей из 15 полей, с разными пространственными частотами (0—3100 лин/мм) за три минуты. Просмотр проявленной резольвограммы и определение предела разрешения эмульсии занимают примерно столько же времени. В комплекте с фотоэлектрическим измерителем световых потоков резольвометр можно использовать для измерения относительной яркости дифракционных порядков и определения частотно-контрастной характеристики эмульсии.



Рис. 8.42. Внешний вид голоскопа ГС.

Для просмотра восстановленного с голограмм изображения используется голоскоп ГС (рис. 8.42). Голоскоп снабжен сменными рамками, позволяющими устанавливать в поворотной системе голограммы, выполненные на стандартных фотопластинках. Для восстановления изображения используется излучение ртутной лампы ДРШ-250, из которого набором светофильтров выделяется зеленая линия. Голоскоп устанавливается на столе или фотоштативе. Питание ртутной лампы осуществляется от блока питания, соединенного с голоскопом кабелем.

#### Технические данные

Длина волны излучения, нм	578
Размер голограмм, см	9×12 13×18 18×24
Угол поворота голограмм к опорному лучу	не более 70°
Габариты голоскопа, мм	1235×320×375
Масса, кг	18
Потребляемая мощность от сети переменного тока	500
220 В, 50 Гц, Вт	

## Глава 9

### ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ОБЪЕКТОВ И МЕДЛЕННОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

#### 9.1. Исследование искусственных кристаллов

До последнего времени основными методами исследования оптической однородности кристаллов были метод светящейся точки и интерферометр Майкельсона [1]. В [2—5] предложено использовать для изучения кристаллов методы голографии. Для изучения возможностей этих методов проводились исследования в следующих направлениях:

- разработка методики получения объемных изображений кристаллов, в том числе ограненных драгоценных камней.
- разработка методики получения голографических интерферограмм для определения объемного распределения неоднородности показателя преломления;
- разработка методики применения голографического интерференционного микроскопа для изучения отдельных ростовых дефектов кристаллов;
- исследование возможности использования голографической интерферометрии для контроля за процессом роста кристалла.

Все исследования проводились на голографической установке УИГ-2М (см. гл. 8.2).

Как показали предварительные эксперименты, для получения объемных изображений кристаллов недостаточно освещать кристалл

внешним сигнальным пучком, как это принято в классических схемах голографирования, так как из-за отражения большей части света от граней кристалла свет практически не проникает внутрь кристалла. На рис. 9.1 приведена схема голографирования кристаллов, где указанный недостаток устранен применением сигнального луча, сфокусированного внутрь кристалла. При таком освещении из-за многократного отражения и преломления световых лучей на внутренних поверхностях граней кристалла весь кристалл светится. Это позволяет получать четкие объемные изображения прозрачных кристаллов.

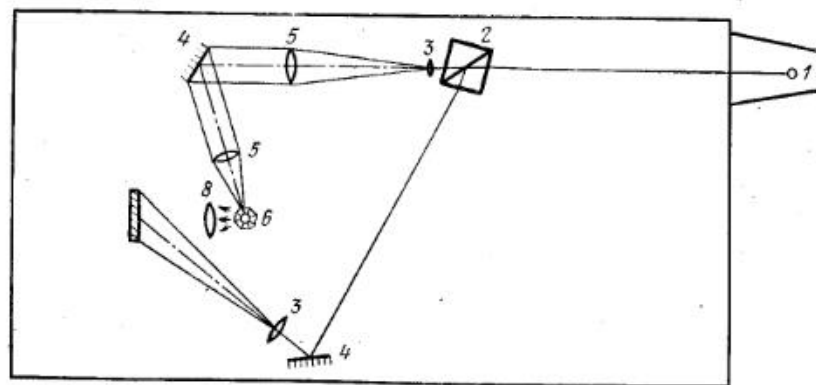


Рис. 9.1. Схема регистрации голограмм кристаллов на установке УИГ-2М:

1 — поворотное зеркало; 2 — светоделительная призма; 3 — короткофокусная линза; 4 — зеркало; 5 — длиннофокусная линза; 6 — кристалл; 7 — голограмма; 8 — линза, предназначенная для получения увеличенных мнимых изображений.

В качестве иллюстрации на рис. 9.2, а, б приведены фотографии восстановленных изображений монокристалла искусственного кварца размером 6 см по оси X и 4 см по оси Z и бриллианта величиной около 1 карата. При визуальном наблюдении объемного изображения кристалла искусственного кварца четко видна скульптура отдельных граней — следы вицинального и тангенциального роста. На бриллианте видна игра граней, как в натуральном камне, и дефекты, например трещины, царапины и др.

Весьма перспективным для кристаллографии является метод голографической интерферометрии, так как он позволяет одновременно получать интерферограммы кристаллов для лучей, идущих по разным направлениям. По этим интерферограммам можно оценить объемное распределение неоднородности показателя преломления в кристалле без изменения его установки. Кроме того, использование методов голографической интерферометрии существенно упрощает требования к качеству обработки поверхностей кристалла и окон кюветы для иммерсионной жидкости. Возможность использования указанного метода для исследования кристаллов была показана на кристаллах флюорита, выращенного методом Стокбаргера. Для получения голографических

интерферограмм на установке УИГ-2М была собрана оптическая схема, приведенная на рис. 8.11 (гл. 8). Образец помещался в кювету с иммерсионной жидкостью. Интерферограммы кристалла регистрирова-

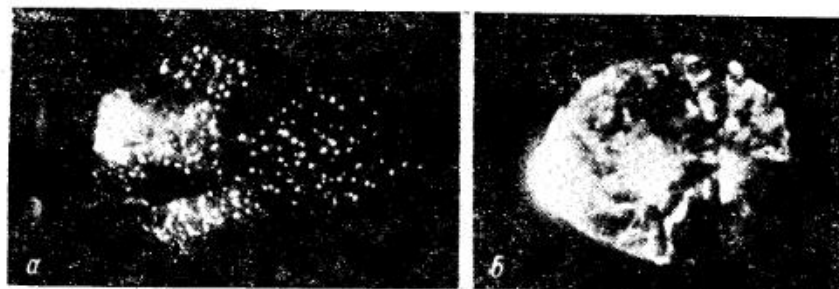


Рис. 9.2. Фотографии восстановленных изображений: а — кристалла кварца; б — бриллианта.

лись на фотопластинках под разными углами наблюдения. Полученные интерферограммы приведены на рис. 9.3, а—г вместе с интерферограммой того же образца, снятой на интерферометре Майкельсона (рис. 9.3, д). Результаты расчета (по методу, указанному в [6]) измене-

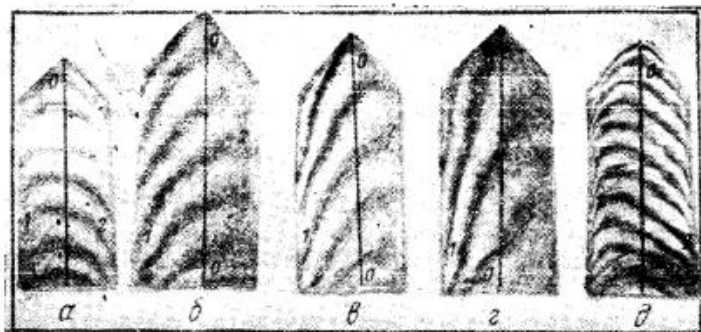


Рис. 9.3. Фотографии интерферограммы кристалла флюорита, полученные с разных ракурсов (а—г), интерферограмма того же кристалла, полученная на интерферометре Майкельсона (д).

ния\*) показателя преломления, выполненного после обработки интерферограмм рис. 9.3, а—г, приведены в табл. 9.1. Они показывают, что голографическая интерферометрия позволяет качественно и количественно оценивать неоднородность показателя преломления в объеме

\*) Изменение оценивалось относительно центральной части кристалла, где значение показателя преломления наиболее низкое. Точки 1 и 2 на всех интерферограммах соответствуют периферийным участкам.

кристалла на одном образце благодаря возможности наблюдения и обработки интерферограмм под разными углами зрения.

Таблица 9.1

Характеристика положения наблюдения	Номера интерферограмм и взятых точек	Изменение показателей преломления $\Delta n \cdot 10^4$ по отношению к линии 0—0
Между положениями рис. 9.3, а и 9.3, б угол по вертикали $8^\circ$	Рис. 9.3, а $\frac{1}{2}$	8
	Рис. 9.3, б $\frac{1}{2}$	20
	Рис. 9.3, б $\frac{1}{2}$	17
	Рис. 9.3, б $\frac{1}{2}$	8
Между положениями рис. 9.3, в и 9.3, г угол по горизонтали $2^\circ$	Рис. 9.3, в $\frac{1}{2}$	26
	Рис. 9.3, г $\frac{1}{2}$	8
	Рис. 9.3, г $\frac{1}{2}$	24
	Рис. 9.3, г $\frac{1}{2}$	7
Интерферограмма получена на интерферометре Майкельсона	Рис. 9.3, д $\frac{1}{2}$	5
	Рис. 9.3, д $\frac{1}{2}$	14

Для получения такой же информации с помощью интерферометра Майкельсона необходимо иметь образцы кристалла различной кристаллографической ориентации. Следует отметить, что голографическая установка УИГ-2М благодаря интенсивному когерентному источнику света позволяет кроме интерферограмм получить также дифракционно-теневую картину неоднородности показателя преломления образца (рис. 9.4), как и на специальной проекционно-теневой установке.

Метод голографической интерферометрии, примененный для наблюдения (регистрации) интерферограмм крупных кристаллов в натуральную величину, позволяет изучать кристаллы в целом. Но при таком наблюдении отдельные микродефекты кристаллов остаются незамеченными. Использование голографического интерференционного



Рис. 9.4. Теневая проекция кристалла флюорита, выполненная в когерентном свете.

микроскопа, схема которого приведена на рис. 8.17 (гл. 8), позволяет наблюдать структуру интерференционных полос и их искажения на зонах роста, микротрещинах и других дефектах при значительном увеличении (до  $400\times$ ). В качестве иллюстрации на рис. 9.5 приведена интерферограмма кристалла кварца, где хорошо видны искажения интерференционных полос на зонах роста.

Обработка микроинтерферограммы кристалла кварца, приведенная на рис. 11.5, проводилась для среднего участка, где направление ил-

терференционных полос совпадает с направлением роста, а деформация наблюдается только в отклонениях на зонах роста. В табл. 9.2 приведены значения градиента показателя преломления для точек, выбранных по направлению роста на соседних зонах, по отношению к некоторому среднему направлению  $A-B$ .

Таблица 9.2

Номера взятых точек	Изменение показателя преломления $\Delta n \cdot 10^4$ по отношению к линии $A-B$	Номера взятых точек	Изменение показателя преломления $\Delta n \cdot 10^4$ по отношению к линии $A-B$	Номера взятых точек	Изменение показателя преломления $\Delta n \cdot 10^4$ по отношению к линии $A-B$
1	2,4	3	3,2	5	2,8
2	1,6	4	2,2	6	2,7

На рис. 9.6 приведена микроинтерферограмма кристалла иттрие-алюминиевого граната, содержащего систему микротрещин. Смещение интерференционных полос на участках, разделенных микротрещинами, свидетельствует о неоднородности этих участков по показателю пре-

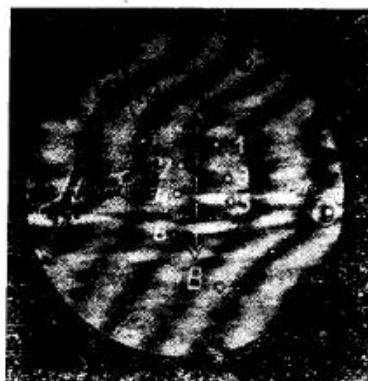


Рис. 9.5. Фотография микроинтерферограммы зон роста в кристалле кварца.



Рис. 9.6. Фотография микроинтерферограммы микротрещин в кристалле граната.

ломления и параметру решетки. Это явилось, видимо, причиной возникновения напряжений и привело к растрескиванию образца. Таким образом, применение голографического интерференционного микроскопа позволяет видеть интерферограммы микродефектов в прозрачных образцах.

Использование интерференционных методов открывает большие возможности также для изучения процесса роста кристаллов.

Интерферограммы, как известно, характеризуют степень оптической однородности среды и дают возможность определять градиент показателя преломления ( $\Delta n$ ) между различными точками. Используя

известные зависимости между  $\Delta n$  и физическими параметрами среды (концентрация, температура, коэффициент диффузии), можно вычислить интегральное распределение основных характеристик среды в процессе роста кристалла.

Однако описанные в литературе интерферометрические исследования, проводившиеся до последнего времени, относились к изучению процесса роста на микрообъектах [7]. Использование традиционных интерферометрических методов для наблюдения процесса роста больших кристаллов представляет значительные трудности, вызванные высокими требованиями к плоскостности и параллельности окон кристаллизатора. Применение методов голографии позволило перейти к изучению процессов роста на макрообъектах, в том числе, к изучению морфологических особенностей поверхностей, растущих из расплава прозрачных кристаллов [8], и к исследованию оптической однородности раствора вокруг монокристалла [8 а].

Голографическая интерферометрия была использована для исследования состояния раствора в процессе выращивания монокристалла. Эксперименты проводились на кристаллах  $\text{KN}_2\text{PO}_4$ , которые выращивались в специально изготовленном кристаллизаторе объемом около 1 л, имеющем плоские прозрачные окна (рис. 9.7). В процессе роста температура контролировалась с точностью  $\pm 0,1^\circ \text{C}$  внешним ультратермостатом. Затравочный кристалл размером  $10 \times 15$  мм крепился так, чтобы ось  $z$  была направлена вертикально. Использовались методы голографической интерферометрии, при которых интерферограммы были получены как в реальном масштабе времени, так и методом двойной экспозиции (см. гл. 8).

Исследования в реальном масштабе времени позволяют наблюдать интерферограммы роста кристалла на разных его стадиях. В качестве иллюстрации на рис. 9.8 приведены фотографии интерферограмм, полученные при одном фиксированном положении фотоаппарата. На рис. 9.8, а показано состояние раствора до начала процесса роста при включенном термостате. Деформация интерференционных полос, проявляющаяся в их асимметричном расположении, вызвана возникновением сильных конвекционных токов, вследствие бокового подвода термостатирующей жидкости к кристаллизатору. С учетом этого дальнейшие голографические интерферограммы регистрировались при отключенном термостате, при установившемся в кристаллизаторе температурном равновесии. На рис. 9.8, б, в приведены интерферограммы близких по времени стадий растворения затравки (рис. 9.8, б) и начала

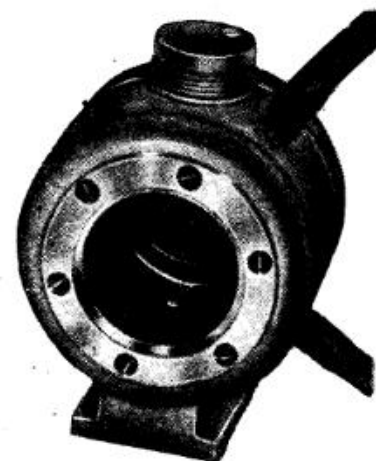


Рис. 9.7. Внешний вид кристаллизатора.

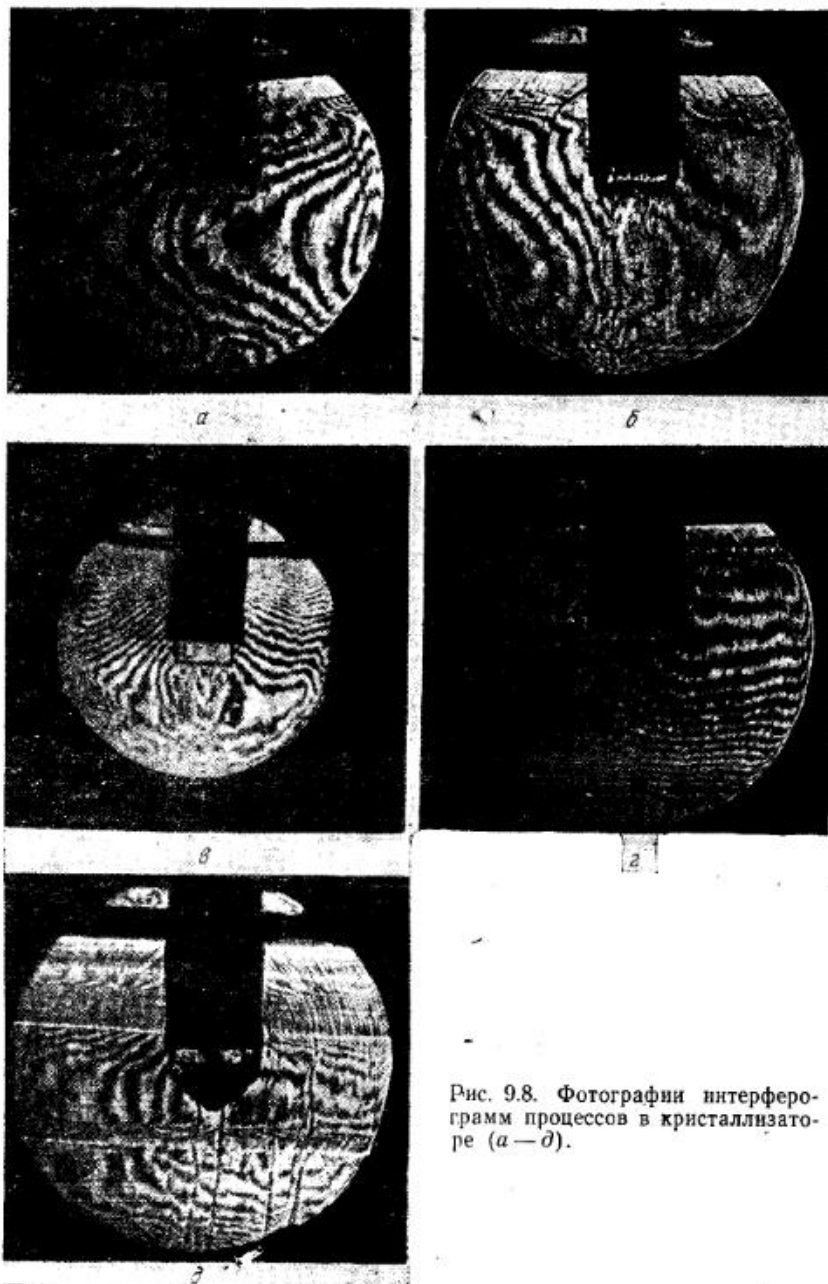


Рис. 9.8. Фотографии интерферограмм процессов в кристаллизаторе (а—е).

роста (рис. 9.8, е). Интерферограммы ясно показывают, что вокруг участка затравочного кристалла, соответствующего формированию новых граней, а именно граней пирамиды, наблюдается резкое изменение формы и плотности интерференционных полос.

Столь значительное изменение оптической однородности раствора в области интенсивного роста свидетельствует о значительных концентрационных изменениях вблизи формирующихся граней кристалла. По мере нарастания граней пирамиды (рис. 9.8, е) изменение оптической однородности раствора несколько уменьшается. Интерференционная картина характеризуется изменением плотности интерференционных полос по высоте кюветы с нарастанием ее в нижних слоях. Максимальная деформация интерференционных полос наблюдается вблизи граней пирамиды.

Обнаружено, что в процессе роста кристаллов  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  в определенных условиях происходит интенсивное расслоение раствора с четкими границами между слоями (рис. 9.8, д). При изменении температуры наблюдается перемещение этих слоев по высоте кристаллизатора.

Использование метода двух экспозиций для исследования различных стадий растворения и роста кристаллов показало, что голограммы позволяют одновременно регистрировать большой объем информации. В качестве примера на рис. 9.9 показано восстановленное с голограммы изображение кристалла, конвекционного потока и интерференционных полос, возникших вследствие изменения показателя преломления в поверхностном слое. Голограммы, полученные методом двойной экспозиции, дают возможность апостериорно фотографировать восстановленное изображение растущего кристалла, интерферограммы раствора под разными ракурсами и соответственно производить количественный анализ объемного распределения неоднородности показателя преломления в растворе.

Проведенные эксперименты показали, что использование голографических методов для изучения кристаллов позволяет по сравнению с ранее известными методами получать дополнительную информацию, а именно:

Получать объемные изображения искусственных и натуральных кристаллов, в том числе ограненных драгоценных камней;

рассчитывать распределение показателя преломления в кристаллах по голографическим интерферограммам, при этом по сравнению с обычной интерферометрией существенно упрощаются требования

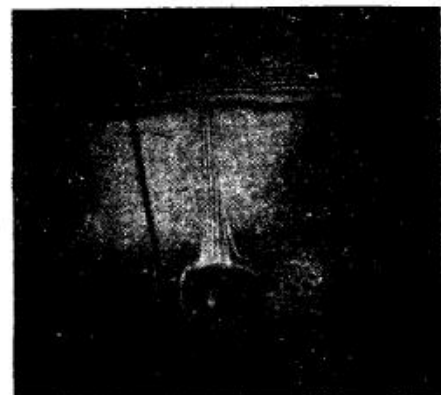


Рис. 9.9. Фотография, выполненная с голограммы кристаллизатора, полученной методом двойной экспозиции.

к качеству обработки поверхностей кристаллов и кюветы для иммерсионной жидкости;

наблюдать с помощью голографического интерференционного микроскопа тонкую структуру интерференционных полос и их искажения на зонах роста, микротрещинах и других дефектах внутренней структуры;

наблюдать в реальном масштабе времени и методом двойной экспозиции за процессом роста кристалла и состоянием окружающего раствора, исследовать концентрационные потоки, возникающие при росте и растворении кристаллов и т. п.

## 9.2. Контроль качества и процесса вытягивания стекловолокна

Методы голографической интерферометрии можно применить для исследования изготовленных кварцевых и стеклянных волокон и контроля процесса их получения. В этом параграфе описываются опыты, проведенные для исследования теплового режима процесса вытягивания, контроля качества готового волокна и измерения распределения оптических параметров волокна по его сечению.

Для исследования теплового режима вблизи вытягиваемого стекловолокна был использован метод голографической интерферометрии в реальном масштабе времени. Для этого на рабочей плите размещалась лабораторная установка для вытягивания волокна (рис. 9.10), состоящая из горелки (1), подающего двигателя (2), держателя с 3-мм кварцевым штабиком (3) и электродвигателя с приемным барабаном (5), осуществляющего вытягивание волокна. Держатель и барабан располагались так, чтобы вытягиваемое волокно проходило по диагонали перед диффузором (4), освещаемым плоским волновым фронтом. Вытягивание волокна производилось под углом

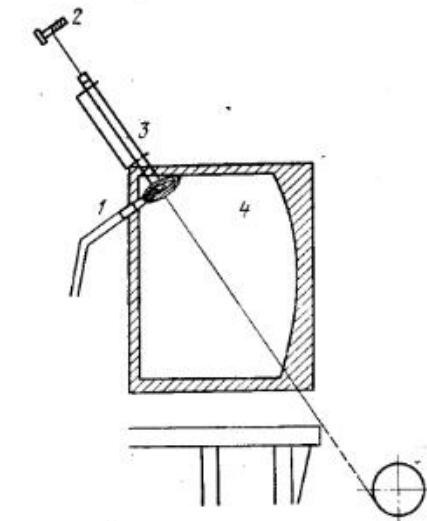


Рис. 9.10. Установка для вытягивания стекловолокна.

к вертикали, так как электродвигатель, осуществляющий вытягивание, для исключения вибраций устанавливался вне рабочей плиты.

Диаметр вытягиваемого волокна определяется целым рядом факторов: диаметром исходного штабика, скоростью подачи, скоростью вытяжки. В проведенных экспериментах диаметр волокна менялся при изменении скорости вытягивания.

Для регистрации интерферограмм, полученных в процессе эксперимента, использовалась зеркальная кинокамера «Красногорск».

Киносъёмка производилась для каждого режима при установившейся скорости вытягивания и стабильной интерференционной картине в полосах конечной ширины (для лучшей визуализации конвекционных процессов). Фотографии интерферограмм для пяти режимов приведены на рис. 9.11. В табл. 9.3 даны характеристики режимов.

Приведенные интерферограммы и, в еще большей степени, отснятый кинофильм позволили произвести качественную оценку процес-

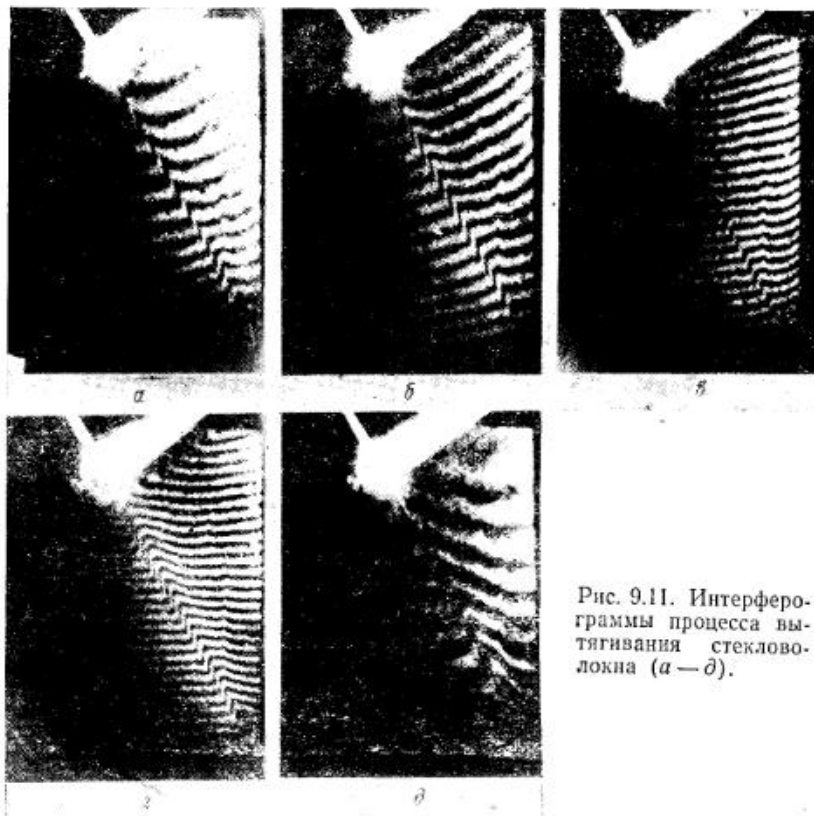


Рис. 9.11. Интерферограммы процесса вытягивания стекловолокна (а — д).

сов, протекающих при вытяжке стекловолокна. Произведя обработку полученных интерферограмм, можно рассчитать также некоторые количественные характеристики, например: градиент температур в зоне нагретого воздуха, окружающего вытягиваемое волокно, размеры этой зоны и т. п.

Так, в зоне, прилегающей к волокну, из-за нагрева воздуха наблюдается значительный сдвиг интерференционных полос. Ширина зоны нагретого воздуха слева\*) от волокна в зависимости от диаметра

\*) Так как весь нагретый воздух поднимается вверх справа от волокна, зону слева можно считать практически симметричной относительно него.

Таблица 9.3

Номер режима	Скорость подачи штабика, мм/мин	Скорость вращения барабана, об/мин	Скорость вытягивания волокна, м/с	Диаметр волокна, мкм	Рисунок
1	37	2100	19,0	16	9.11, а
2	37	1100	10,0	25	9.11, б
3	37	230	2,1	45	9.11, в
4	37	110	1,0	60	9.11, г
5	37	80	0,72	80	9.11, д

вытягиваемого волокна изменяется в пределах 3—3,5 мм. Набег фазы в этой зоне увеличивается с увеличением диаметра волокна от 1,6 л до 3,2 л (0,8—1,6 интерференционной полосы). Интерферограммы позволяют рассчитать усредненную по зоне нагретого воздуха температуру. Для этого определяется среднее изменение показателя преломления воздуха в нагретой зоне

$$\Delta n = N\lambda/l, \quad (9.1)$$

где  $N$  — величина сдвига интерференционных полос;  $\lambda$  — длина волны излучения He — Ne лазера;  $l$  — диаметр зоны нагретого воздуха.

Величина  $N$  определяется по приведенным интерферограммам. Диаметр нагретой зоны  $l$  измеряется по фотографиям интерферограмм, выполненным в масштабе 1:1, предполагая, что сечение зоны слева от волокна имеет цилиндрическую форму. Таким образом, расчет средней температуры воздуха сводится к установлению ее зависимости от величины  $\Delta n$ .

Как известно [9],

$$A = (W/\rho)(n^2 - 1)/(n^2 + 2), \quad (9.2)$$

где  $A$  — молекулярная рефракция, величина  $A$  является константой и равна  $A_{\text{возд}} = 2,170$ ;  $W$  — молекулярный вес;  $\rho$  — плотность;  $n$  — показатель преломления. Так как для газов  $n \approx 1$ , формула (9.2) принимает вид

$$A = (w/\rho) 2(n - 1)/3. \quad (9.3)$$

Из (9.3) следует, что

$$\rho = c(n - 1). \quad (9.4)$$

Согласно уравнению состояния воздуха

$$1/\rho = RT/p. \quad (9.5)$$

Из уравнений (9.4) и (9.5) следует, что при постоянном давлении

$$\rho_x \rho_0 = T_0/T_x = (n_x - 1)/(n_0 - 1), \quad (9.6)$$

где  $T_0$  — начальная температура газа в градусах Кельвина,  $T_x$  — расчетная температура.

Учитывая, что

$$n_x = n_0 \pm \Delta n, \quad (9.7)$$

получим

$$T_x = T_0(n_0 - 1)/(n_0 - 1) \pm \Delta n. \quad (9.8)$$

При нагреве воздуха  $\Delta n$  в знаменателе выражения (9.8) имеет отрицательное значение, при охлаждении — положительное.

Подставив в (9.8) выражение (9.1), получим расчетную формулу

$$T_x = T_0(n_0 - 1)/(n_0 - 1) \pm N\lambda/l. \quad (9.9)$$

При обработке большого количества точек на каждой интерферограмме удобно пользоваться графической или табулированной функцией  $T_x = f(N/l)$ . Обработка интерферограмм процессов, при которых изменение показателя преломления воздуха обусловлено не только изменением температуры, но и давления, химического состава и др., значительно сложнее, чем в приведенном примере, так как выделить влияние отдельных факторов можно, как правило, лишь косвенными методами.

На графике рис. 9.12 представлена зависимость средней температуры воздуха в нагретой зоне от диаметра вытягиваемого волокна (рис. 9.11, табл. 9.3).

Наблюдаемая интерференционная картина стабильна во времени, однако периодически происходит деформация интерференционных полос справа от волокна, вызванная срывом нагретого слоя воздуха с поверхности волокна (рис. 9.13).

Это явление обусловлено наличием в волокне утолщений, изменяющих структуру процесса вытягивания вследствие образующихся завихрений.

Для исследования образцов кварцевого волокна, оптических двухслойных волокон и «луковиц», полученных при вытягивании волокна штабиковым способом, использовался метод голографической интерференционной микроскопии (см. § 8.2). Для ликвидации краевого эффекта, вызванного большим изменением оптической длины луча при переходе из окружающей среды в волокно, объекты помещались в специальную кювету с иммерсионной жидкостью, показатель преломления которой подбирался близким к показателю преломления материала объекта. В качестве иммерсионной жидкости применялась смесь нелетучих фракций керосина с  $\alpha$ -монобромнафталином. Показатель преломления измерялся на рефрактометре Аббе с точностью до четвертого знака. Исследуемое волокно устанавливалось вплотную к лицевой стенке кюветы в фокусе микрообъектива. Таким образом, максимальное допустимое увеличение объектива определялось величиной его рабочего отрезка и толщиной стенок кюветы. При использовании в описываемых экспериментах кюветы с толщиной стенки 1,3 мм удалось применить объектив с увеличением  $20\times$  и достичь, таким образом, суммарного увеличения системы до  $400\times$ . Регистрация интерферограмм производилась зеркальным фотоап-

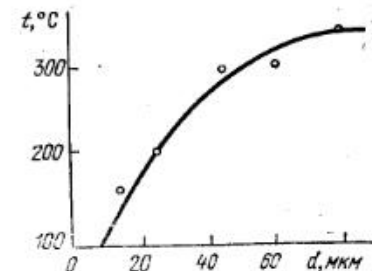


Рис. 9.12. Зависимость средней температуры нагретого слоя воздуха от диаметра вытягиваемого волокна.

паратом, установленным непосредственно за микроокулярном. Полученные микроинтерферограммы позволяют определять градиент показателя преломления как по длине волокна, так и по его сечению. Для удобства обработки интерферограмм с полученных негативов изготавливались фотографии в одинаковом масштабе. При съемке микроинтерферограмм для определения точных размеров объекта регистрировалась также микрофотография реперной шкалы с ценой

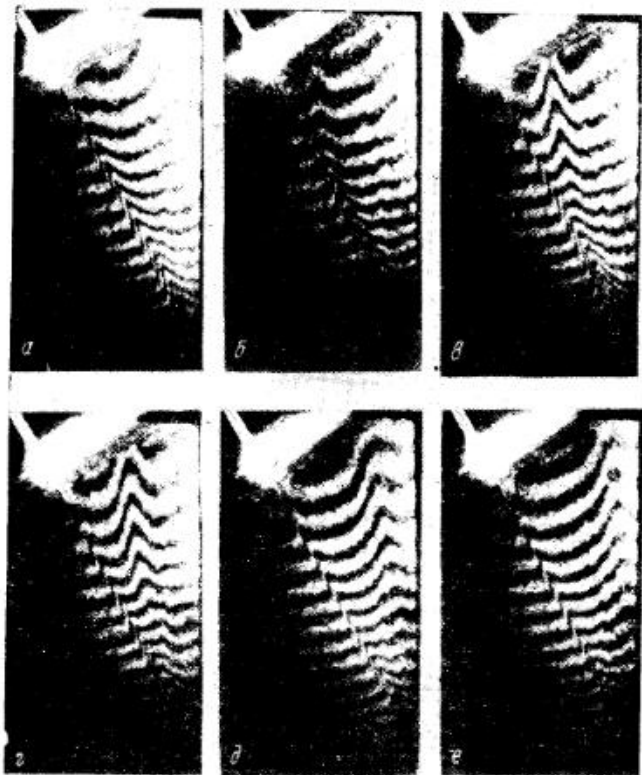


Рис. 9.13. Интерферограммы воздушных флюктуаций (а — е).

деления 0,1 мм, отпечаток с которой делался в том же масштабе. При съемке сечений луковицы большого диаметра, когда для регистрации всего объекта требовалось несколько микроснимков, изготавливалась «панорама» путем состыковки отпечатков по характерным деталям структуры микроинтерферограммы.

Свет, проходя через цилиндрический объект, испытывает фазовый сдвиг, обусловленный разностью показателя преломления иммерсионной жидкости и материала объекта, а также оптической длиной пути, пройденного светом в объекте. Так как разность показателя преломления иммерсии и материала объекта незначительна, рефракцией света

на поверхности объекта можно пренебречь. В расчетах был использован упрощенный метод расшифровки интерферограмм осесимметричных фазовых объектов. Это приближение можно считать справедливым для исследованных объектов, так как интерферограммы, полученные при повороте объектов, идентичны. Принцип расчета иллюстрируется рис. 9.14, где сверху изображено поперечное сечение цилиндрического осесимметричного объекта, а внизу схематично приведена интерферограмма этого объекта в полосах конечной ширины.

Для расчета волокно разбивается на некоторое (оптимальное для данной интерферограммы) число цилиндрических слоев, как правило, равной толщины. В случае, если расчет производится для интерферограммы объекта, имеющего в сечении сложную структуру, как, например, двухслойные оптические волокна, можно производить также разбиение объекта на слой разной толщины. Принимается, что величина показателя преломления внутри каждого слоя постоянна. Разность между показателем преломления  $i$ -го слоя объекта и показателем преломления иммерсионной жидкости можно вычислить по следующей формуле:

$$\Delta n_i = N_i \lambda / l_i - \sum_{k=1}^{k=i} (\Delta n_{k-1} l_{k-1} / l_i), \quad (9.10)$$

где  $N_i$  — сдвиг интерференционных полос для  $i$ -го слоя, выраженный в числе интерференционных полос;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $N_e$  —  $N_e$  лазера;  $l_i$  — толщина  $i$ -го слоя.

Для полного расчета показателя преломления объекта по всем его слоям составляется система из  $i$  уравнений.

Для объекта, приведенного на рис. 9.14, система уравнений будет иметь такой вид:

$$\begin{aligned} \Delta n_1 &= N_1 \lambda / l_1, \quad \Delta n_2 = N_2 \lambda / l_2 - \Delta n_1 l_{1-2} / l_2, \\ \Delta n_3 &= N_3 \lambda / l_3 - \Delta n_1 l_{1-3} / l_3 - \Delta n_2 l_{2-3} / l_3, \\ \Delta n_4 &= N_4 \lambda / l_4 - \Delta n_1 l_{1-4} / l_4 - \Delta n_2 l_{2-4} / l_4 - \Delta n_3 l_{3-4} / l_4, \\ \Delta n_5 &= N_5 \lambda / l_5 - \Delta n_1 l_{1-5} / l_5 - \Delta n_2 l_{2-5} / l_5 - \Delta n_3 l_{3-5} / l_5 - \Delta n_4 l_{4-5} / l_5. \end{aligned}$$

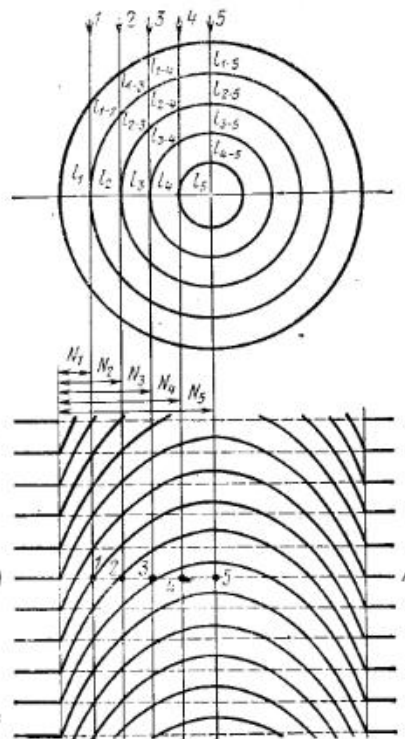


Рис. 9.14. Иллюстрация принципа расчета показателя преломления для поперечного сечения волокна.



Величины  $l$ , входящие в уравнения, можно определить как графически, так и расчетным путем.

По интерферограммам кварцевых волокон различного диаметра произведен расчет среднего показателя преломления (табл. 9.4). Интерферограммы для образцов с диаметром 50 и 170 мкм приведены соответственно на рис. 9.15.

Таблица 9.4

$d$ , мкм	50	115	155	170	485	590	755
$n_{\text{ср}}$	1,4628	1,4630	1,4637	1,4640	1,4563	1,4564	1,4586

Для одного из образцов кварцевой «луковицы» были получены микроинтерферограммы семи участков различного диаметра. Микроинтерферограммы для участков 1—4 приведены на рис. 9.16. Ре-

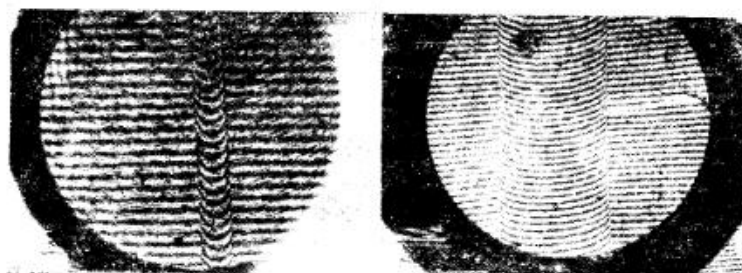


Рис. 9.15. Фотографии микроинтерферограмм кварцевых волокон.

зультаты расчетов представлены в табл. 9.5: для семи поперечных сечений рассчитывался средний показатель преломления  $n_{\text{ср}}$ ; для сечений (3—7) большего диаметра рассчитывалась разность  $\Delta n_i$  между показателями преломления  $i$ -го слоя «луковицы» и иммерсионной жидкости ( $n_{\text{им}} = 1,4580$ ).

Таблица 9.5

Номер сечения	$d$ , мкм	$n_{\text{ср}}$	$\Delta n_i \cdot 10^3$				
			1	2	3	4	5
1	500	1,4567	—	—	—	—	—
2	560	1,4569	—	—	—	—	—
3	850	1,4570	-0,200	-0,148	-0,119	—	—
4	1050	1,4570	-0,160	-0,133	-0,116	—	—
5	1360	1,4570	-0,153	-0,138	-0,118	—	—
6	1740	1,4567	-0,760	-2,000	-1,108	-1,625	-1,045
7	2230	1,4566	-1,512	-1,220	-1,150	-1,810	-1,370

Микроинтерферограммы образцов двухслойных оптических волокон приведены на рис. 9.17. Для одного из образцов волокна произведе-

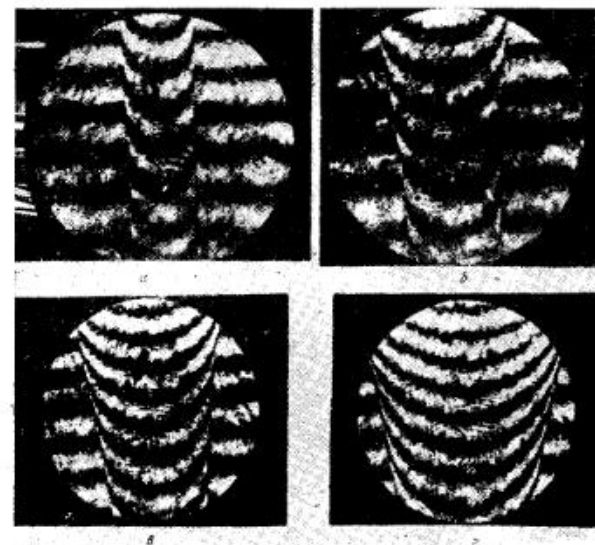


Рис. 9.16. Фотографии микроинтерферограмм кварцевой «луковицы» (а—д).

ден расчет распределения показателя преломления по поперечному сечению. Результаты расчета представлены в табл. 9.6, слои 1—3 соответствуют жиле, слой 4 — наружной оболочке волокна. Получен-



Рис. 9.17. Фотографии микроинтерферограмм двухслойных оптических волокон:  
а)  $d=83$  мкм; б)  $d=162$  мкм.

ная средняя величина разности показателей преломления жилы и оболочки соответствует разности показателей преломления исходных материалов.

Таблица 9.6

Номер слоя	1	2	3	4
$n_i$ (для $d=162$ мкм)	1,5295	1,5274	1,5066	1,4655

Таким образом, методы голографической интерферометрии позволяют контролировать процесс вытягивания стеклянных волокон, качество изготовленного волокна и его внутреннюю однородность.

### 9.3. Исследование живых клеток

В последнее время появился ряд работ, посвященных применению голографической микроскопии для изучения биологических объектов [10—14]. В этих работах описываются голограммы тканей мозга, диатомных водорослей, волоса и др. По полученным голограммам восстанавливались отдельные детали объекта, разнесенные по глубине. В работе [12] голографическое изображение обрабатывалось методом интерферометрии и фазового контраста.

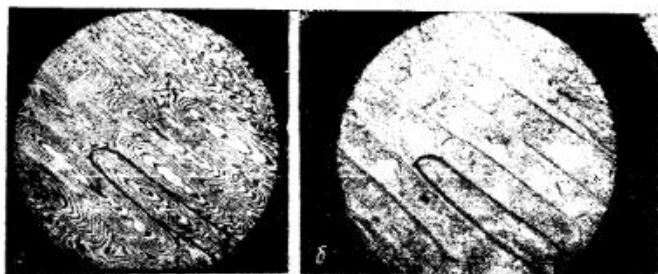


Рис. 9.18. Фотография микроинтерферограммы эпидермиса чешуи лука (а), микрофотография того же образца (б).

Голографическую интерференционную микроскопию можно применять для изучения живых микрообъектов, в частности в цитологии. При этом можно исследовать прозрачные микрообъекты без применения красителей. Достижимое при этом увеличение до  $1000\times$ , разрешение порядка 10 мкм. Основное достоинство метода заключается в чувствительности к незначительным изменениям, происходящим в микрообъектах и регистрируемым при помощи интерферограммы. Метод был опробован на растительных клетках [15, 16] и на клетках эпителия человека.

На рис. 9.18 показаны интерферограмма клеток эпидермиса чешуи лука, помещенных в иммерсионную жидкость, и фотография этих же клеток, сделанная в когерентном свете. Сравнивая их, можно установить взаимосвязь между особенностью структуры клетки и ее интер-

ферограммой. По частоте интерференционных полос можно оценить оптические неоднородности, вызванные как неравномерностью коэффициента преломления по клетке, так и неоднородностью ее толщины. Кроме того, как видно из сравнения рис. 9.18, а и б, интерферограмма позволяет увидеть детали строения клетки, которые нельзя обнаружить при помощи обычного микроскопа. Так, например, сравнивая рис. 9.18, а и б, на интерферограмме можно увидеть начавшийся процесс деления клетки (в клетке, выделенной жирной линией). Процесс деления вызывает деформацию соседних клеток, что заметно по сгущению интерференционных полос в них. По интерферограмме можно судить о различной плотности вещества в частях клетки и в разных клетках. Полученные интерферограммы позволяют производить не только качественную, но и количественную оценку внутренней структуры клеток. Если пренебречь для упрощения расчетов рефракцией света в клетке, т. е. считать, что луч света не изменяет в ней своего направления, то для данной точки с координатами  $x, y$  получим соотношение  $\Delta n_{(x, y)} d_{(x, y)} = \Delta n_0 d_0 + N\lambda$ , где  $\Delta n_{(x, y)}$  — разность между средним показателем преломления для луча, прошедшего через клетку, и показателем преломления иммерсии;  $d_{(x, y)}$  — толщина клетки в данной точке;  $\Delta n_0$  — разность между показателем преломления, соответствующим краю клетки, и показателем преломления иммерсии;  $d_0$  — толщина клетки по краю;  $N$  — число интерференционных полос от края клетки до данной точки;  $\lambda$  — длина волны излучения ( $6328\text{Å}$ ).

Очевидно, что для всех замкнутых линий на интерферограмме оптические длины  $nd$  будут равны. В качестве иллюстрации на рис. 9.19 показана функция относительного распределения оптической длины для делящейся клетки, отмеченной на рис. 9.18, а, определяемая выражением

$$F(x, y) = (n(x, y) d_{(x, y)} - n_0 d_0) / (n_{\text{макс}} d_{\text{макс}} - n_0 d_0) = N / N_{\text{макс}}$$

Для исследования возможности применения метода голографической интерференционной микроскопии к изучению процессов в живых клетках наблюдалось явление плазмолиза [16].

Плазмолиз — сжатие тела живой растительной клетки с последующим отслоением его от оболочки, наступающее под воздействием

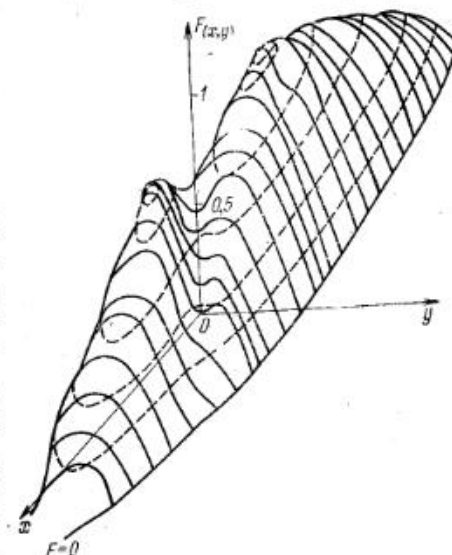


Рис. 9.19. Распределение оптической длины луча по клетке.

концентрированных растворов солей, сахаров и др. Плазмолиз (растворы солей, сахаров) оттягивает воду из клетки, в результате чего протоплазма начинает деформироваться, в результате разрываясь на две части.

В нашем случае в клетки эпидермиса чешуи лука вводился раствор сахарозы. Концентрация раствора подбиралась таким образом, чтобы ее показатель преломления был близок к среднему показателю преломления клетки ( $n_{сах} = 1,386$ ).

На рис. 9.20, а, б показаны примеры полученных интерферограмм клеток, в которых наблюдается явление плазмолиза. Рис. 9.20, а — интерферограмма, полученная в полосах бесконечной ширины,

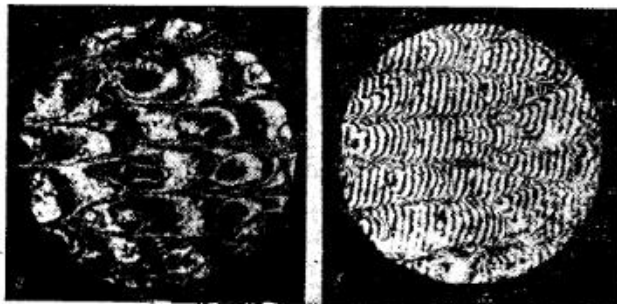


Рис. 9.20. Фотографии микроинтерферограммы процесса плазмолиза в полосах бесконечной (а) и конечной ширины (б).

а рис. 9.20, б — интерферограмма того же препарата в полосах конечной ширины, т. е. при введении в сигнальный луч оптического клина. На приведенных рисунках в большинстве клеток плазмолиз уже завершен. Поскольку интерферограммы регистрируются в реальном масштабе времени, практически возможно проследить за движением цитоплазмы на всех стадиях плазмолиза. При этом необходимо очень тщательно подбирать концентрацию сахарозы, так как не при всякой концентрации вызывается явление плазмолиза и одновременно возникает интерференционная картина. Следует учесть, что в начальной стадии, когда плотность цитоплазмы еще не изменилась, границы изломов интерференционных полос, вызванные изменением формы и плотности цитоплазмы, не видны четко. Для облегчения наблюдения границ изломов и количественных расчетов параметров цитоплазмы удобнее пользоваться интерферограммами, полученными в полосах конечной ширины.

На основе рассмотренных экспериментов можно сделать вывод: метод голографической интерференционной микроскопии можно применять для изучения процессов, происходящих в клетках, например, начальных стадий деления клетки, движения цитоплазмы (плазмолиз) и подобных явлений.

#### 9.4. Исследование деформаций поверхности диффузно отражающих объектов

Исследование деформаций диффузно отражающего объекта рассмотрим на примере СВЧ волновода (см. рис. 8.15). Голограмма записывалась на установке УИГ-2М методом двойной экспозиции по обычной двухлучевой схеме с плоским освещающим пучком; при восстановлении между изображением голограммы и плоскостью объекта устанавливалась линза, производящая преобразование Фурье деформируемой поверхности объекта.

В фокальной плоскости линзы устанавливался непрозрачный экран с фильтрующей диафрагмой. Система закрепления волновода на предметном столике обеспечивала смещение его поверхности между экспозициями только в результате исследуемых деформаций.

В результате фильтрации восстановленное изображение образуется близкими по направлению лучами. Согласно (6.47) при этом соблюдается условие  $(\cos \alpha_z + \cos \beta_z) = \text{const}$ , и, следовательно,  $\Delta r_z = \text{const} = k\lambda$ , т. е. интерференционные полосы на изображении представляют собой линии равных смещений поверхности. Расчет интерферограммы облегчался также наличием интерференционной полосы нулевого порядка на восстановленном изображении в области отсутствия деформаций и тем, что вектор перемещения перпендикулярен поверхности объекта. В этом случае расчет сводился просто к умножению порядкового номера интерференционного максимума на численное значение суммы косинусов в формуле (7.32). Результаты расчета представлены графически на рис. 9.21. От одной горизонтали до другой смещение поверхности в результате деформации равно половине длины волны, т. е. около 0,3 мкм излучения, используемого при записи голограммы. Величина смещения для первой внешней горизонтали, соответствующая первой темной интерференционной полосе, равна  $\lambda/4$  т. е. около 0,15 мкм.

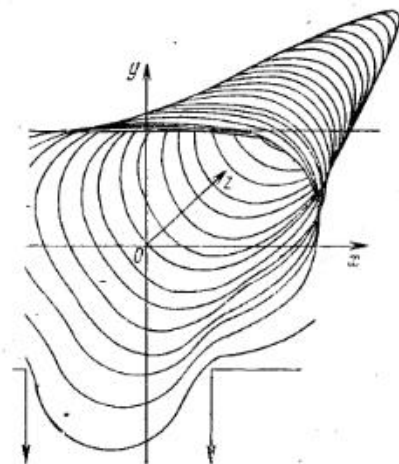


Рис. 9.21. Профиль сжатой поверхности волновода.

#### 9.5. Исследование когерентности ртутной лампы сверхвысокого давления

В классической интерферометрии, спектроскопии, голографии, в особенности для восстановления голограмм, используются источники излучения с линейчатым спектром. Вырезая из спектра с помощью фильтров отдельные линии, получают квазимонохроматические источ-

ники излучения. К одному из наиболее распространенных источников излучения данного типа относится ртутная лампа сверхвысокого давления, например лампы НВО-200W. Для оценки работы устройств, содержащих такие источники, необходимо определить их когерентность. Ранее (см. гл. 2) подробно рассматривались требования к источнику излучения применительно к определению условий записи голограмм. В этом параграфе рассматривается один из возможных способов исследования когерентности источника излучения, в частности ртутной лампы.

В основу описываемого способа положено определение функции видности, введенной Майкельсоном в качестве характеристики квази-монохроматических источников излучения, имеющей вид

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), \quad (9.11)$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — максимальная и минимальная интенсивности в плоскости наблюдения поля интерференции двух волн, формируемых от одного источника: например, двумя точечными отверстиями  $P_1$  и  $P_2$  в непрозрачном экране, облучаемом исследуемым источником (опыт Юнга). В соответствии с теорией когерентности, изложенной в [17], функция видности может быть записана в виде

$$V(Q) = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) = [2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)} / (I_1(Q) + I_2(Q))] |\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)|, \quad (9.12)$$

где  $I_1(Q)$  и  $I_2(Q)$  — интенсивность интерферирующих пучков в произвольной точке  $Q$  плоскости наблюдения, в окрестности которой измеряется контраст интерференционной картины;  $\tau$  — запаздывание по времени, обусловленное разностью хода лучей  $P_1Q$  и  $P_2Q$ . Функция  $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$  — комплексная степень взаимной когерентности, определяемая выражением

$$\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau) = \langle V_1(P_1, t + \tau) V_2^*(P_2, t) \rangle / \sqrt{I_1 I_2}. \quad (9.13)$$

Здесь  $\langle \rangle$  — знак усреднения;  $V(P_1, t + \tau)$  и  $V_2(P_2, t)$  — комплексные амплитуды волновых полей в точках  $P_1$  и  $P_2$  в моменты времени  $t + \tau$  и  $t$  соответственно, а  $I_1$  и  $I_2$  — соответствующие средние значения интенсивности. Следовательно,  $\gamma_{12}$  является нормированным усредненным значением взаимной интенсивности двух волновых полей вблизи точки  $Q$  и характеризует величину корреляции между двумя интерферирующими волновыми полями, которая и является одним из наиболее общих определений понятия когерентности этих волновых полей. Это определение когерентности в ряде случаев используется для оценки когерентных свойств реальных источников излучения. С этой целью, пользуясь экспериментально полученными значениями видности интерференционных полос, наблюдаемых в интерферометрах [18], и функцией  $\gamma_{12}$ , определяют спектральную плотность источника, что позволяет, в частности, найти время когерентности  $\Delta t$ .

Голограмма представляет собой зарегистрированную картину, подобную тем, которые наблюдают в классических интерферометрах.

Поэтому по видности интерференционных полос на голограмме в принципе также можно исследовать когерентность источника излучения, с помощью которого она записана. Более удобно использовать для этой цели яркость восстановленного с голограммы изображения, пропорциональную взаимной когерентности объектного и опорного волновых полей (см., например, [19]). Общим недостатком подобных методов, однако, является то, что каждая голограмма пригодна для исследования только того источника, при помощи которого она была записана. В этом разделе описана методика, основанная на использовании функции  $\gamma_{12}$ , пригодная для исследования когерентности различных источников при помощи одной голограммы [20], представляющей собой интерферометр сдвига.

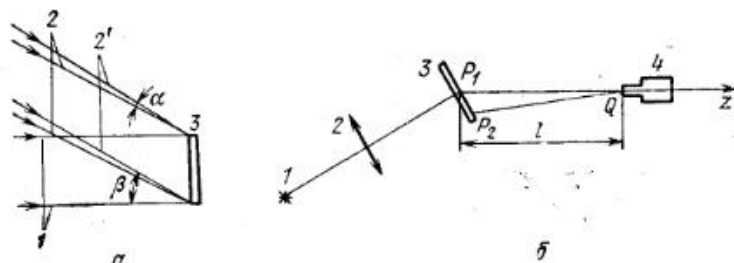


Рис. 9.22. Схема записи голограммы — интерферометра (а) и эксперимент по исследованию когерентности (б):

а) 1 — опорный пучок; 2, 2' — объектный пучок во время первой и второй экспозиции; 3 — голограмма; б) 1 — источник; 2 — линза; 3 — голограмма; 4 — ФЭУ.

Согласно этой методике запись голограммы производится в полностью когерентном лазерном излучении. Для изучения когерентности исследуемого источника (ртутной лампы) последний используется для восстановления интерферирующих волновых полей.

Простейший вариант схемы записи голографического интерферометра сдвига изображен на рис. 9.22, а. На голограмму вместе с параллельным опорным пучком под углом  $\beta$  к нему дважды записывают параллельный объектный пучок, который поворачивается между экспозициями на угол  $\alpha$ . При освещении такой голограммы исследуемым источником оба объектных пучка восстанавливаются одновременно, образуя интерференционную картину по всей области их перекрытия, в частности на поверхности самой голограммы. Период интерференционных полос в пространстве зависит от расходимости восстанавливающего пучка, от расстояния между голограммой и плоскостью наблюдения и определяется известными соотношениями для восстановленного изображения. Период  $p$  тех же полос на самой голограмме является постоянной величиной, которая определяется при изготовлении голограммы и рассчитывается по известной формуле  $p = (\lambda/2) \sin(\alpha/2) \cos \theta$  [21], где  $\theta$  — угол между биссектрисой угла  $\alpha$  и перпендикуляром к плоскости голограммы;  $\lambda$  — длина волны излучения. Характеристики голограммы интерферометра, полученного по такой схеме, были следующие: угол первого порядка дифракции  $21^\circ$ ,

период интерференционных полос на голограмме 2,8 мм, их контраст 0,98, дифракционная эффективность 10% (отбеленная фотопластинка Агфа-Геверт 10Е75). Контраст интерференционных полос на поверхности голограммы максимален и уменьшается с увеличением расстояния от нее и в зависимости от когерентных свойств восстанавливающего источника.

Схема эксперимента по исследованию когерентности с помощью интерферометра, изготовленного по схеме рис. 9.22, а, представлена на рис. 9.22, б. Восстанавливающим источником являлась ртутная лампа сверхвысокого давления НВО-200 W. Наиболее яркая в оптическом диапазоне линия 5461 Å выделялась светофильтром.

Линза 2 устанавливалась между источником 1 и интерферометром сдвига (в данном случае — голограммой 3) так, что они находились в передней и задней фокальных плоскостях линзы 2, в результате чего масштаб интерференционных полос по оси не изменялся. В первом порядке дифракции голограмма-интерферометр создает два одинаковых, но сдвинутых на угол  $\alpha'$  волновых поля, повторяющих поле исследуемого источника\*) (см. рис. 9.22, б). В результате интерференции этих полей в зоне их перекрытия возникают интерференционные полосы, интенсивность которых регистрируется с помощью фотоумножителя. Искажющее действие дифракции нулевого порядка устраняется тем, что измерение проводится в плоскости изображения, создаваемого (без изменения масштаба) дополнительной линзой, не показанной на рисунке, в апертуру которой нулевой порядок не попадает. Видность интерференционной картины вычисляется согласно (9.11) по значениям  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$ , измеренным вблизи оси Z. При равенстве интенсивности обоих интерферирующих волновых полей ( $I_1(Q) = I_2(Q)$ ) согласно (9.12) вычисленное значение видности равно модулю комплексной степени взаимной когерентности  $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$  интерферирующих полей. Легко видеть, что эта величина из-за расходимости полей зависит от расстояния  $l$  от голограммы до точки наблюдения Q (входа фотоумножителя), определяющей расстояние между точками  $P_1$  и  $P_2$  на голограмме, лучи из которых (идущие под углом  $\alpha'$  друг к другу) пересекаются в точке наблюдения (рис. 9.22, б).

Для однородного протяженного источника, создающего в точках  $P_1$  и  $P_2$  равные интенсивности, комплексная степень взаимной когерентности  $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$  может быть представлена [22] в виде

$$\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau) = \gamma_{12}(P_1, P_2, 0) \gamma(\tau). \quad (9.14)$$

Согласно теореме Ван-Цитера-Цернике функция  $\gamma_{12}(P_1, P_2, 0)$  для протяженного квазимонохроматического источника представляется интегралом Кирхгофа, в котором вместо комплексной функции распределения поля по источнику в подынтегральном выражении фигурирует функция распределения интенсивности по источнику. В рассматриваемой схеме (рис. 9.22, б) соответствующее интегральное пре-

\*)  $\alpha'$  в общем случае не равен  $\alpha$ , так как длина волны восстанавливающего (исследуемого) источника может отличаться от длины волны источника, использованного при записи голограммы.

образование выполняет линза 2. Для однородного источника круглой формы диаметром  $\rho$  решение интеграла Кирхгофа (в дальней зоне) имеет вид

$$\gamma_{12}(P_1, P_2, 0) = 2I_1(v)/v, \quad (9.15)$$

где  $I_1(v)$  — функция Бесселя первого порядка.

Аргумент  $v$ , в предположении, что расстояние между точками  $P_1$  и  $P_2$  (ввиду малости  $\alpha'$ ) приблизительно равно  $\alpha' l$ , определяется выражением

$$v = (2\pi/\lambda) (\rho/(f+l)) \alpha' l. \quad (9.16)$$

Можно показать, что ввиду малости углов  $\alpha$  и  $\alpha'$  значения  $\gamma(P_1, P_2, 0)$  в фокальной плоскости линзы 2 и на произвольном расстоянии  $l$  от голограммы отличаются на фазовый множитель, близкий к единице, поэтому (9.15) и в этих случаях остается справедливым.

На рис. 9.23 (кривая 2) приведена теоретическая зависимость функции (9.15). Там же представлена кривая  $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$ , вычисленная по экспериментальным значениям видности  $V$ , измеренным вблизи оси Z для различных значений  $l$ , и построенная в зависимости от того же аргумента  $v$ . Пользуясь кривыми 2, 1 и выражением (9.14), легко определить функцию  $\gamma(\tau)$ , показанную на рис. 9.23 (кривая 3). Как известно [17],  $\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau)$  и нормированная взаимная спектральная плотность  $G_{12}(v)$  связаны между собой преобразованием Фурье:

$$G_{12}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(P_1, P_2, \tau) \exp(2\pi i v \tau) d\tau, \quad (9.17)$$

$$\gamma_{12}(P_1, P_2, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{12}(v) \exp(-2\pi i v \tau) dv.$$

Выражение (9.17) позволяет по найденной из эксперимента функции  $\gamma(\tau)$  найти нормированную спектральную плотность источника  $G(v)$ . Из сравнения найденной таким образом функции  $G(v)$  для исследуемой лампы со спектром этой лампы, измеренным на спектрографе ДФС-12, показало удовлетворительное совпадение результатов по обоим методам. Ширина линии (по уровню половины мощности) для голографического метода оказалась равной  $58,6 \pm 1,8 \text{ \AA}$ , а полученная из графика, снятого на ДФС-12, —  $58 \text{ \AA}$ .

В заключение отметим, что описанный метод исследования когерентности отличается простотой и универсальностью, позволяя при помощи одной голограммы-дифракционного интерферометра сдвига

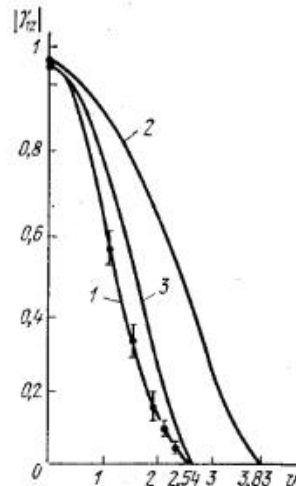


Рис. 9.23. Графики модулей функций комплексной степени когерентности:  $\gamma(P_1, P_2, \tau)$ ,  $\gamma(P_1, P_2, 0)$ ,  $\gamma(\tau)$  — кривые 1, 2, 3 соответственно.

исследовать когерентность различных источников. От классических интерферометров сдвига дифракционный выгодно отличается нечувствительностью к вибрациям и максимально возможной простотой устройства. При восстановлении вибрации не изменяют контраста интерференционных полос, а смещают их как одно целое, так как все элементы интерферометра «вписаны» в голограмму. Смещение полос не должно лишь быть сравнимо с размерами приемного участка прибора, регистрирующего их контраст. От простых классических устройств, например бипризмы Френеля, дифракционный интерферометр выгодно отличается тем, что последовательно сдвигает друг относительно друга все участки волнового фронта, в то время как бипризма производит наложение только частей волнового фронта, расположенных по разные стороны от ее вершины.

Предложенный метод может оказаться удобным и при исследовании других вопросов, связанных с когерентностью, например, для исследования изменения функции когерентности во времени. Действительно, интерференционная картина образуется во всей области перекрытия волновых полей со сдвигом, переменным по оси  $z$ . Установив несколько детекторов на различных расстояниях от голограммы, в том числе и в точке первого минимума корреляционной функции, можно контролировать стабильность функции когерентности во времени. Предельные возможности дифракционного интерферометра сдвига, как и любого дифракционного прибора, определяются его размерами и числом штрихов.

### 9.6. Исследование тонких пленок

Изучение кинетики образования тонких пленок является важной задачей в разработке различных технологических процессов в микроэлектронике, фотографии, вакуумной технике, гидротехнике и т. п. В связи с этим большое значение приобрели различные оптические методы неразрушающего контроля пленок, например интерферометрия и эллипсометрия [23—25] и т. д. Несмотря на то, что эти методы широко применяются в настоящее время, они не свободны от некоторых недостатков. Например, в случае эллипсометрии накладываются ограничения на размер исследуемой поверхности (измерения производятся практически в одной точке). Существенные ограничения на размеры имеются и в классической интерферометрии, так как в большинстве интерферометров оптические элементы имеют небольшие размеры.

Как уже отмечалось выше, голографическая интерферометрия в значительной степени лишена указанных недостатков. Особенно перспективным для изучения тонких пленок является описанный в § 8.2 метод голографической интерферометрии в реальном масштабе времени, позволяющий производить быструю проверку готовых пленок либо наблюдать кинетику их образования. Первые эксперименты по использованию голографической интерферометрии для контроля качества пленок описаны в работе [26], где получены интерферограммы тонкого ступенчатого клина из висмутовой пленки.

Количественный анализ интерференционной картины ступенчатого клина, приведенной на рис. 9.24, производился с учетом того, что оптическая разность хода лучей, вносимая клином, равна

$$\delta = h(n - 1), \quad (9.18)$$

где  $h$  — толщина клина в произвольной точке;  $n$  — показатель преломления материала пленки. По сдвигу интерференционных полос определялась величина  $\delta$  для каждой ступеньки клина. Участок клина с максимальной толщиной внес оптическую разность хода  $\delta = 0,61$  мкм, а каждая ступенька клина  $\delta = 0,16$  мкм. Среднее значение толщины отдельной ступеньки оказалось равным  $h = (0,13 \pm 0,01)$  мкм. Эта же величина, измеренная интерференционным микроскопом, равна  $h = (0,12 \pm 0,01)$ . Полученное различие, по-видимому, объясняется тем, что измерения, сделанные интерференционным микроскопом, относятся лишь к небольшой области пленки и носят локальный характер. Описанные выше эксперименты проводились на antivибрационной установке УИГ-2М с использованием устройства для проявления голограммы на месте экспонирования.

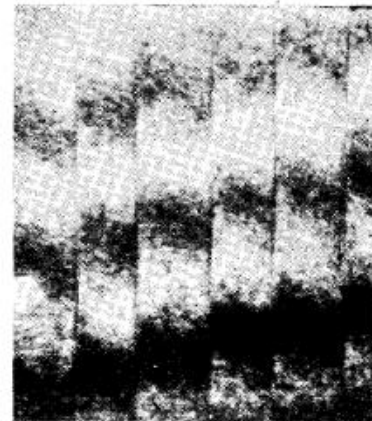


Рис. 9.24. Интерферограмма ступенчатого клина.

Аналогичные результаты для таких объектов, как тонкие пленки, представляющие собой практически двумерные объекты, можно получить при использовании голографического интерферометра с юстируемыми плечами [27], оптическая схема которого приведена на рис. 9.25. Излучение ОКГ 1 расширяется и коллимируется оптической системой 2 и делится светоделителем 3 на два потока с соотношением интенсивностей 1 : 2. Более яркий пучок света разделяется полупрозрачным зеркалом 5, а отражатели 6, 4, 8 направляют сформированные таким образом потоки когерентного излучения на фотоматериал 7; в экспериментах использовались фотопластинки Микрат ВРЛ. Зарегистрированная по описанной схеме голограмма проявляется, а затем помещается приблизительно в то же место, где она экспонировалась. Один из трех световых потоков перекрывается, а два других восстанавливают волну, идущую в направлении закрытого пучка. Небольшим изменением углов падения восстанавливающих потоков  $\alpha$  и  $\beta$  добиваются полного совмещения восстановленных световых волн, идущих вдоль соответствующих направлений. Контроль совмещения производится по увеличению периода и исчезновению интерференционных полос в восстановленном излучении и не представляет существенной трудности. После юстировки плеч интерферометра в один

из восстанавливающих потоков вводится фазовый объект, а на экране регистрируется интерференционная картина.

В работе [27] проанализирован процесс образования интерференционной картины в таком интерферометре, причем рефракция лучей в объекте не учитывалась. В полученном выражении для поля восстановленной волны легко выделить отдельные выражения для волн, распространяющихся в определенных направлениях. Вдоль направления  $E_0$  распространяются волны, описываемые выражениями  $\cos [\varphi_0 + \xi(x, y)]$  и  $\cos \varphi_0$ . Эти волны интерферируют и по интерференционной картине можно судить о фазовой неоднородности  $\xi(x, y)$ . Если построить интерферометр таким образом, чтобы между восстановленными парами лучей существовал угловой сдвиг, то интерференционную картину можно наблюдать в полосах конечной ширины, аналогично интерферометру, описанному в работе [3]. Описываемый

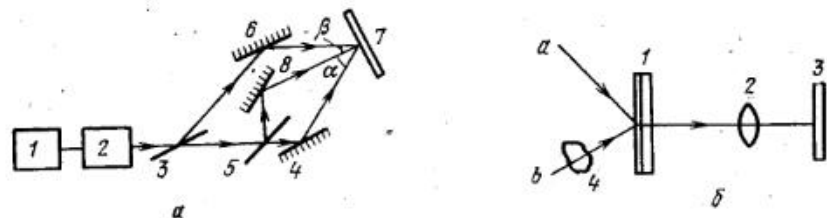


Рис. 9.25. Оптическая схема записи интерферометра (а):

1 — лазер; 2 — коллиматор; 3, 5 — светоделители; 4, 6, 8 — 100%-ные зеркала; 7 — голограмма.

Оптическая схема получения интерферограмм (б):

1 — голограмма; 2 — линза; 3 — экран; 4 — объект.

интерферометр позволяет применять для восстановления излучение, сформированное волнами на выходе различных оптических систем, аналогичных использованной при записи, т. е. допускается перенос голограммы-интерферометра из установки для ее записи в установку для воспроизведения интерференционной картины.

Нетрудно показать, что в случае записи на такой голограмме-интерферометре попарно волн  $E_1$  и  $E_0$ , а затем при второй экспозиции —  $E_2$  и  $E_0$  и восстановлении голограммы описанным выше способом можно избавиться от четырех членов в выражении для восстановленной волны и тем самым повысить дифракционную эффективность голограммы.

Интерферометр может работать в режиме, несколько отличном от описанного. Если при записи голограммы осветить ее тремя плоскими волнами, в одной из которых помещен фазовый объект, а после обработки фотопластинки осветить ее двумя плоскими волнами, то в направлении восстановленного потока излучения наблюдается интерференционная картина в реальном масштабе времени. Таким образом, интерферометр позволяет наблюдать интерферограммы однократных быстротекущих процессов за одну кратковременную экспозицию, причем вторая интерферирующая волна формируется в процессе ре-

конструкции. Кроме того, такой способ записи позволяет осуществлять сравнение образца фазового объекта с серийными экземплярами. В этом случае на голограмму записываются три волны, одна из которых возмущена фазовым объектом-образцом, а в другую при реконструкции голограммы вводится исследуемый экземпляр.

Интерферометр с юстируемыми плечами позволяет получать интерферограммы как в полосах конечной, так и бесконечной ширины. Настройка интерферометра на указанные режимы работы производится небольшими изменениями углов падения  $\alpha$  и  $\beta$ .

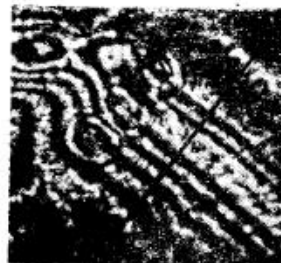


Рис. 9.26. Интерферограмма жидкой пленки.

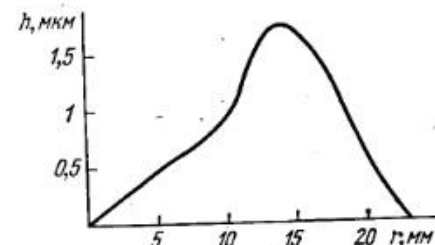


Рис. 9.27. Профиль пленки, построенный по интерферограмме.

Интересно оценить возможность устранения (или уменьшения влияния) вибрационных помех, вызывающих изменение углов схождения восстанавливающих лучей и, следовательно, диапазон допустимой разбюстировки интерферометра. Для этого рассмотрим процесс дифракции на решетке. Известно, что условие дифракции на решетке записывается в виде

$$K\lambda/2 = d (\sin \theta - \sin \alpha), \quad (9.19)$$

где  $\theta$  — угол дифракции;  $\alpha$  — угол падения света на решетку. Дифференцируя (9.19), можно получить выражение для изменения угла дифракции в зависимости от изменения угла падения:

$$\Delta \theta = \Delta \alpha \cos \alpha / \cos \theta. \quad (9.20)$$

Выражение (9.20) показывает, что при приближении углов падения  $\alpha$  к  $\pi/2$  зависимость изменения угла дифракции от изменения углов падения лучей сильно ослабевает, что позволяет существенно снизить требования к виброзащите интерферометра. На описанном интерферометре исследовались тонкие пристенные жидкие пленки, стекающие по плоскопараллельной пластине. Одна из интерферограмм такой пленки, снятая в некоторый момент времени, показана на рис. 9.26. Пользуясь (9.18), по приведенной интерферограмме был произведен расчет профиля пленки. На рис. 9.27 показан профиль пленки в одном из сечений, отмеченном линией на интерферограмме. Фиксируя на киноплёнку серии интерферограмм, можно следить за изменениями профиля пленки в зависимости от различных параметров.

Достоинством описанного интерферометра является возможность юстировки его плеч, повышение контраста интерференционных полос за счет автоматического выравнивания амплитуд интерферирующих волн, а также отсутствие необходимости обработки фотоматериала на месте экспонирования.

### 9.7. Измерение амплитудно-фазовых распределений радиополей методами голографии

Для решения ряда практических задач антенной техники необходимо измерять пространственные амплитудно-фазовые распределения радиополей в некоторой заданной плоскости. В этом параграфе рассматриваются возможности применения для этой цели методов голографии, которые оказались весьма плодотворными при решении ряда других задач антенной техники (см., например, [28—32]).

Рассмотрим задачу определения амплитудно-фазовых распределений в плоскости радиоголограммы, полагая, что используется искусственное формирование опорной волны и регистрация голограммы производится при помощи приемника-перемножителя, построенного, например, по схеме, описанной в гл. 3. При этом дискретное строение радиоголограммы не будем учитывать.

При этих условиях уравнение радиоголограммы можно записать в виде

$$I(x, y) = e_s^* e_r + e_s e_r^* + g, \quad (9.21)$$

где  $I(x, y)$  — «плотность почернения» среды;  $e_s, e_r$  — комплексные амплитуды волн, рассеянных объектом, и опорной волны в плоскости регистрации:

$$\begin{aligned} e_s &= A(x, y) \exp i \varphi(x, y), \\ e_r &= B(x, y) \exp i \psi(x, y); \end{aligned} \quad (9.22)$$

$g$  — коэффициент, зависящий от способа записи сигналов с выхода приемника-перемножителя; при наиболее эффективной — биполярной записи  $g = 0$ , при униполярной записи (например, при записи на фотопленку)  $g = \text{const}$ ,  $g \neq 0$ .

Предполагается, что функции  $B(x, y)$  и  $\psi(x, y)$  полностью известны и имеют вид:

$$\begin{aligned} B(x, y) &= B = \text{const}, \\ \psi(x, y) &= \psi_0 + kx \sin \theta, \end{aligned} \quad (9.23)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $\theta$  — угол падения искусственно формируемой плоской опорной волны.

Как видно из (9.21), непосредственное определение амплитуды  $A$  и фазы  $\varphi$  рассеянного объектом поля затруднительно, хотя голограмма действительно содержит эту информацию. Эта проблема остается, если даже заранее известен вид функции  $A(x, y)$ , например,  $A(x, y) = \text{const}$ , так как функция, обратная

$$\begin{aligned} \exp i [\varphi(x, y) - \psi(x, y)] + \exp \{-i [\varphi(x, y) - \psi(x, y)]\} = \\ = 2 \cos [\varphi(x, y) - \psi(x, y)], \end{aligned}$$

неоднозначна.

При голографическом радиовидении на этапе реконструкции получают поле, известным образом связанное с полем, рассеянным объектом, и указанная неоднозначность устраняется соответствующим выбором угла  $\theta$  (см. гл. 3). Однако при этом задача измерения  $A(x, y)$  и  $\varphi(x, y)$  остается нерешенной, так как требуется измерять амплитуды и фазы световой волны в реконструированном поле.

Один из возможных способов вычисления  $A(x, y)$  и  $\varphi(x, y)$  по измерениям  $I(x, y)$  предложен в [33]. Сущность способа [33] заключается в том, что предварительно находится спектр функции  $I(x, y)$ , а затем используется то обстоятельство, что спектр первого слагаемого (9.21) при достаточно большом угле падения опорной волны  $\theta$  не перекрывается со спектрами остальных слагаемых (9.21) и слагаемых, возникающих при регистрации голограммы при помощи квадратичного детектора. Спектр функции  $I(x, y)$  умножается на некоторую фильтрующую функцию, постоянную и отличную от нуля только в области частот спектра первого слагаемого (9.21), а затем в результате обратного преобразования Фурье определяется  $A(x, y)$  и  $\varphi(x, y)$ .

Существенным недостатком способа [33] является появление ошибок из-за того, что в действительности спектр первого слагаемого (9.21) частично перекрывается со спектрами остальных мешающих слагаемых уравнения голограммы. Для уменьшения этих ошибок следует выбрать определенный угол наклона опорной волны.

От этих недостатков свободен другой возможный метод [34] определения  $A(x, y)$  и  $\varphi(x, y)$  по измерениям  $I(x, y)$ . Основной особенностью этого метода является то, что в нем определение искомого распределения производится не по одной, а по двум голограммам  $I'(x, y)$  и  $I''(x, y)$ , которые отличаются друг от друга начальной фазой опорной волны. В этом методе нет необходимости накладывать условие отсутствия взаимного перекрытия спектров первых двух слагаемых (9.21) и поэтому можно использовать нормальное падение опорной волны на голограмму ( $\theta = 0$ ), что значительно упрощает процесс регистрации голограмм.

Пусть  $\theta = 0$ ,  $B = \text{const}$ , а начальные фазы опорных волн равны  $\psi_{0,1}$  и  $\psi_{0,2} = \psi_{0,1} - \pi/2$  при регистрации соответственно голограмм  $I'(x, y)$  и  $I''(x, y)$ .

Тогда при  $g = 0$  можно записать (9.21) в виде

$$\begin{aligned} I'(x, y) &= 2BA(x, y) \cos [\varphi(x, y) - \psi_{0,1}], \\ I''(x, y) &= 2BA(x, y) \sin [\varphi(x, y) - \psi_{0,1}]. \end{aligned} \quad (9.24)$$

Отсюда сразу определяются искомые амплитудные и фазовые распределения:

$$\begin{aligned} A(x, y) &= \sqrt{[I'(x, y)]^2 + [I''(x, y)]^2} / 2B, \\ \varphi(x, y) &= \psi_{0,1} + \arctg [I''(x, y) / I'(x, y)] + 2\pi n. \end{aligned}$$

При этом, очевидно, неоднозначность в определении  $\varphi(x, y)$  устраняется, если учесть знаки функций  $I'(x, y)$  и  $I''(x, y)$  с помощью простого правила знаков:



	$I''(x, y) \geq 0$	$I''(x, y) \leq 0$
$I'(x, y) > 0$	$0 < \alpha < \pi/2$	$\pi/2 < \alpha < \pi$
$I'(x, y) < 0$	$3\pi/2 < \alpha < 2\pi$	$\pi < \alpha < 3\pi/2$

где  $\alpha = \arctg [(I''(x, y)/I'(x, y))]$ .

Очевидно, в этом методе точность определения  $A(x, y)$  и  $\varphi(x, y)$  определяется только точностью измерения  $I(x, y)$  и не зависит от скорости изменения  $A(x, y)$  и  $\varphi(x, y)$ , а разрешение по координатам  $x, y$  определяется лишь разрешающей способностью регистратора голограмм и не зависит от апертуры голограммы. Что касается необходимости регистрации не одной, а двух голограмм, а также требования

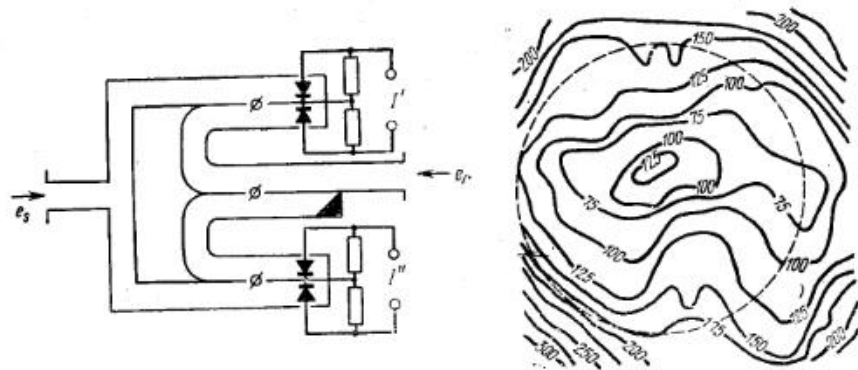


Рис. 9.28. Приемник-умножитель для одновременной регистрации двух СВЧ голограмм.

Рис. 9.29. Фазовое распределение в выходной плоскости образца линзы Люнеберга.

их точного пространственного совмещения при обработке результатов, то этот недостаток, весьма существенный в оптической голографии, в случае радиоголографии с искусственным формированием опорной волны является несущественным. В частности, для одновременной регистрации обоих значений  $I'(x, y)$  и  $I''(x, y)$  в каждой точке  $(x, y)$  можно применить, например, схему рис. (9.28) с приемниками-умножителями на щелевых волноводных мостах.

Имеются определенные преимущества измерения амплитудно-фазовых распределений голографическими методами по сравнению с традиционно принятыми в СВЧ технике. Основное отличие этих методов от голографических заключается в том, что при голографических методах измерению подлежат не сами амплитуды и фазы, а специфические для голографии «амплифазные компоненты», т. е. произведения вида  $A \sin \varphi$  и  $A \cos \varphi$ . При этом очень важно, что для наиболее

тонких измерений — измерений фазы, не требуется применение каких-либо перестраиваемых в процессе измерений фазовращателей, которые увеличивают время измерений и ошибку. Это связано с тем, что при измерениях, например, по второму из описанных выше методов искусственно формируемая опорная волна падает на голограмму нормально, а при измерениях по первому способу имитация требуемого наклонного падения этой волны может быть осуществлена всего лишь определенной последовательностью переключения каналов, как это показано в гл. 3. Вторым преимуществом является то, что запись информации об амплитудно-фазовом распределении в виде голограммы

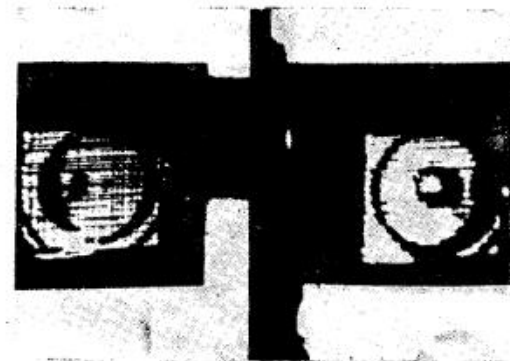


Рис. 9.30. Голограммы исследуемого образца линзы Люнеберга.

(т. е. в виде амплифазных компонент) необходима для последующего получения диаграмм направленности (что обычно требуется) в системах когерентной оптической обработки.

Наконец, получение информации в виде амплифазных компонент позволяет, в случае необходимости, представить искомое распределение в наиболее наглядном виде — в виде векторов, длины которых пропорциональны амплитуде, а угол наклона относительно некоторой оси равен фазовому углу. Такое представление можно получить, промодулировав колебания низкой частоты указанными компонентами и затем подав одну из них на вертикальные, а другую на горизонтальные пластины осциллографа.

Последний из рассмотренных в данном параграфе голографических методов применялся для экспериментальной проверки ряда антенных устройств на установке УИГ-3. На рис. 9.29 показано фазовое распределение в выходной плоскости одного из экземпляров линзы Люнеберга. Линиям равных фаз соответствуют свои кривые. Окружность, приведенная на рис. 9.29, очерчивает границы линзы Люнеберга; хорошо видно, что в пределах этой окружности изменения фазы не превышают  $\pi/2$ , что достаточно для удовлетворительной работы линзы. Соответствующие СВЧ голограммы приведены на рис. 9.30.

## ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ И БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

### 10.1. Исследование разряда в импульсных лампах

Исследованию физических параметров импульсного разряда посвящено много работ [1], в том числе использующих метод интерферометрии [2,3]. Измерение параметров разряда в импульсных лампах методами классической интерферометрии во всем объеме разряда практически невозможно из-за кварцевой оболочки. Использование трехзеркального лазерного интерферометра позволило получить интерферограмму развития разряда во времени при зондировании его тонким лучом, проходящим через лампу только по ее диаметру [3]. При обработке такой интерферограммы предполагается постоянство параметров разряда по его сечению. Трудности вызывает расшифровка интерферограммы в начальные моменты разряда, когда он неустойчив и не заполнил еще всего сечения лампы.

Существенным преимуществом голографического метода является возможность получать интерферограммы разряда по всему сечению внутри оболочки. При этом сохраняются все возможности обычной интерферометрии. Используя, например, метод голографической интерферометрии в реальном масштабе времени, можно изучать динамику процессов [4], двухчастотная методика позволяет разделить вклад в интерференционную картину электронов и тяжелых частиц [5]. Первые эксперименты по голографической интерферометрии импульсных ламп были выполнены в 1967 г. [6].

На установке УИГ-1М эксперименты по исследованию импульсных ламп проводились с использованием одного каскада ОКУ. Энергия излучения на выходе усилителя при высокой степени временной и пространственной когерентности составляла 100—120 мДж. Цепь питания исследуемой лампы ИФП-800 содержала емкость  $C = 700$  мкФ и индуктивность  $L = 70$  мкГн. При включении ламп ИФП-2000 —  $C = 1500$  мкФ. Для регистрации различных стадий разряда синхронизация момента поджига ламп накачки лазера и исследуемой лампы осуществлялась с помощью электрической линии задержки, регулируемой в пределах 20 мс. При пассивной модуляции момент генерации лазера после поджига нестабилен. Точное время задержки определялось по осциллограмме световых импульсов вспышки лазера и исследуемой лампы, регистрируемых с помощью двух коаксиальных фотоэлементов.

Голографические интерферограммы были получены методом двух экспозиций. Одноканальность голографического интерферометра позволяет полностью компенсировать искажения волновых фронтов, вызванные оболочкой, диффузором и несовершенствами оптики. Диффузное освещение при исследовании ламп необходимо, чтобы осветить всю область внутри преломляющей оболочки.

Известно, что голограммы высокого качества можно получить при значительной посторонней некогерентной засветке. Однако при исследовании импульсных ламп, которые располагались в десяти сантиметрах от фотопластинки, уровень засветки слишком велик и требуется принимать меры для ее ослабления. С этой целью лампа помещалась в светонепроницаемый кожух с окнами для освещения и наблюдения разряда. При получении голограмм разряда в лампах ИФП-800 и ИФП-2000 с номинальной энергией накачки практически оказалось необходимым закрыть выходное окно светофильтром КС-19 и интерференционным светофильтром для  $\lambda = 0,69$  мкм. Однако при этом посторонняя засветка по интенсивности все же превышала полезный сигнал, и полученные амплитудные голограммы имели малую дифракционную эффективность из-за высокой оптической плотности. После отбеливания фазовые голограммы позволяли получать восстановленное изображение высокой яркости.

Для получения голограмм использовались фотопластинки Микрат ВР, сенсibilизированные на 0,69 мкм, и пластинки лабораторного изготовления [7], которые имели разрешающую способность свыше 2500 лин/мм и чувствительность, в области  $\lambda = 0,69$  мкм, порядка  $5 \cdot 10^{-4}$  Дж/см<sup>2</sup>.

Исследовался разряд импульсной лампы ИФП-800 с внутренним диаметром 7 мм, межэлектродным расстоянием 80 мм, наполненной ксеноном до давления 400 мм рт. ст. Были получены интерферограммы разряда в средней и околоэлектродных областях при различных задержках зондирующего импульса относительно начала разряда и различных энергиях накачки лампы.

Интерферограммы разряда, особенно в начальные моменты, в основном существенно несимметричны и количественная их обработка затруднительна [8]. Однако представляет большой интерес даже качественное наблюдение разряда. Интерферограммы позволяют определять размеры сечения разряда, расположение его внутри оболочки в различные моменты времени, повторяемость формы около электродов, время расширения к стенкам и т. д. Обнаружено, что в первые несколько десятков мкс разряд занимает незначительную часть сечения оболочки, имеет более высокую концентрацию электронов и температуру, в этот период ионизация газа более чем однократная. Затем разряд расширяется к стенкам, и распределение его параметров по сечению становится более равномерным. Голографический метод позволяет наблюдать разряд и характер оптических неоднородностей в заэлектродных областях для типов ламп, где эта область не слишком мала. На рис. 10.1, а приведена интерферограмма околокатодной области лампы ИФП-2000, полученной с задержкой  $\tau = 200$  мкс при энергии накачки лампы 2000 Дж.

Отдельные интерферограммы соответствуют разряду с распределением показателя преломления близком к осесимметричному. Две из них приведены на рис. 10.1, б, в, это интерферограммы разряда в лампе ИФП-800 при энергии накачки 800 Дж и задержках 200 и 80 мкс соответственно. По интерферограмме рис. 10.1, б было определено распределение показателя преломления по радиусу разряда с помощью

известной методики для осесимметричного случая [2] в предположении отсутствия рефракции лучей в плазме. Как отмечалось в § 7.1, преломление лучей внутри объекта необходимо учитывать, если изменение коэффициента преломления превышает величину 5—10%. В случае диагностики плазмы методом оптической голографической интерферометрии обработка интерферограмм без учета рефракции не приводит к ошибкам, если концентрация электронов не превышает  $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Для плазмы разряда в исследуемых импульсных лампах это условие выполняется.

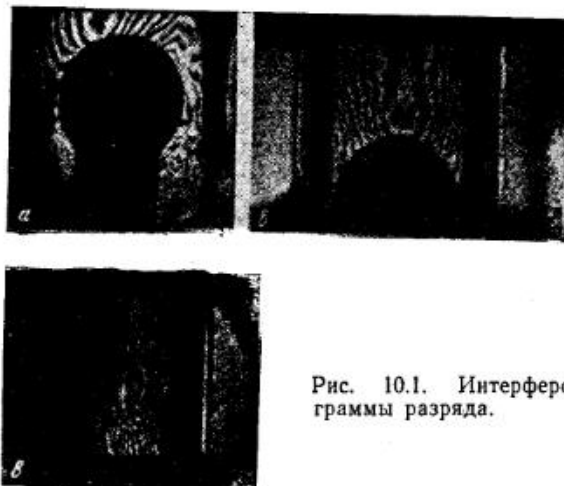


Рис. 10.1. Интерферограммы разряда.

Для того чтобы оценить характер распределения показателя преломления по различным интерферограммам, был рассчитан вид интерферограмм для некоторых предполагаемых распределений изменений показателя преломления  $\Delta n(r)$  внутри разряда. На рис. 10.2 приведены рассчитанные интерферограммы для следующих видов  $\Delta n(r)$ :

- 1)  $\Delta n(r) = \Delta n_1 = \text{const}$ , 2)  $\Delta n(r) = \Delta n_2 (1 - r^2/R_2^2)$ ,  
3)  $\Delta n(r) = \Delta n_3 (1 - 0,75 r^2/R_3^2)$ , 4)  $\Delta n(r) = \Delta n_4 (1 - r/R_4)$ .

Во всех случаях  $\Delta n_i$  выбиралось так, чтобы число полос до оси разряда равнялось 7, что соответствует реальным интерферограммам на рис. 10.1. Сопоставляя реальные интерферограммы с расчетными, можно определить вид распределения. Для определения числовых констант достаточно измерить радиус разряда  $R_i$  и посчитать число полос до оси разряда  $k_{0i}$ .

Изменение показателя преломления на оси  $\Delta n_i$  в этих случаях определяется из соотношений:

$$\begin{aligned} \Delta n_1 &= k_{01} \lambda / 2 R_1, \quad \Delta n_2 = 3 k_{02} \lambda / 4 R_2, \\ \Delta n_3 &= 2 k_{03} \lambda / 3 R_3, \quad \Delta n_4 = k_{04} \lambda / R_4. \end{aligned} \quad (10.1)$$

Применительно к интерферограмме рис. 10.1, б такой метод привел к результату, хорошо совпадающему с точным расчетом распределения  $\Delta n(r)$  по методике [2] при разбиении сечения на десять кольцевых зон. Таким образом, для рис. 10.1, б, в было найдено, что распределение показателя преломления при  $r \leq R$  близки соответственно к распределениям вида

$$\begin{aligned} \Delta n_6(r) &= \Delta n_6 (1 - r^2/R_6^2) \quad \text{и} \\ \Delta n_в(r) &= \Delta n_в (1 - r/R_в). \end{aligned}$$

Определение физических параметров плазмы по данным интерферометрии основано на зависимости показателя преломления среды от

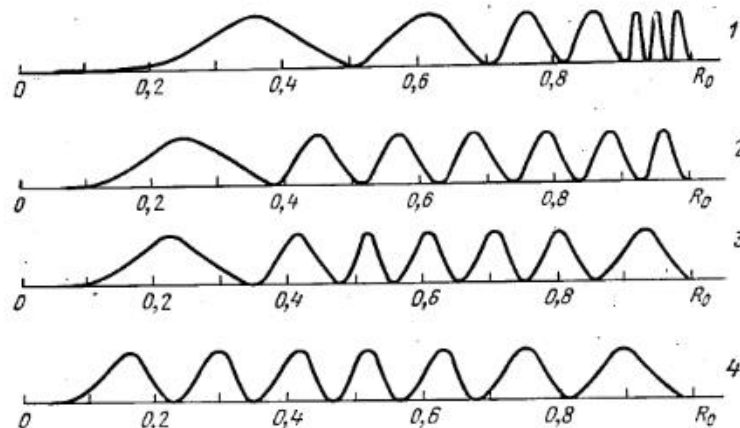


Рис. 10.2. Рассчитанные интерферограммы.

концентрации заряженных и нейтральных частиц. Известно, что для ксенона справедливо соотношение

$$\begin{aligned} \Delta n &= -4,46 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e + (2,5 \cdot 10^{-23} + \\ &+ 2,6 \cdot 10^{-22} / \lambda^2) \Delta N_T, \end{aligned} \quad (10.2)$$

где  $N_e [\text{см}^{-3}]$  — концентрация электронов;  $\Delta N_T [\text{см}^{-3}]$  — изменение концентрации тяжелых частиц;  $\lambda [\text{см}]$  — длина волны.

Для  $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$  уже при 10% ионизации вклад в  $\Delta n$  электронной составляющей такой же, как за счет полного вытеснения нейтральных атомов из области разряда. Поэтому для оценки концентрации электронов по (10.2) учтем лишь первое слагаемое. Учитывая найденный вид распределения и диаметр разряда, нетрудно подсчитать, что концентрация электронов на оси разряда для случаев рис. 10.1, б, в равна соответственно  $N_e = 4,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_e = 1,8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Давлению в трубке 400 мм рт. ст. соответствует концентрация ато-

мов  $N_0 = 1,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , т. е. на оси разряда в начальные моменты времени ионизация более чем однократная.

Другой важный параметр плазмы — температуру — можно определить по формуле Саха [10]:

$$N_e N_i / N_a = (g_e g_i / g_a) (2\pi k T m_e / h^2)^{3/2} \exp(-e\varphi_i / kT),$$

где  $N_e$ ,  $N_i$ ,  $N_a$  — концентрация электронов, ионов и атомов соответственно;  $g$  — статистические веса;  $\varphi$  — потенциал ионизации. Это соотношение справедливо в случае равновесной ионизации, которая возникает, в частности, в плазме импульсного разряда, где концентрация электронов  $N_e \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Формула Саха обобщается на случай многоступенчатой ионизации, в частности, для двукратной ионизации:

$$N_e N_{2i} / N_i = g_e g_{2i} / g_i (2\pi k T m_e / h^2)^{3/2} \exp(-e\varphi_{2i} / kT).$$

Для ксенона [11]:  $g_e = 2$ ,  $g_i = 6$ ,  $g_{2i} = 9$ ,  $g_a = 1$ ,  $\varphi_i = 12,13 \text{ В}$ ,  $\varphi_{2i} = 21,1 \text{ В}$ .

Если по приведенным формулам определить температуру плазмы, предполагая отсутствие вытеснения нейтральных атомов из зоны разряда в более холодные пристеночные и заэлектродные области, то получим на оси разряда:  $T_{(6)} = 14\ 300 \text{ К}$ ,  $T_{(6)} = 24\ 000 \text{ К}$ .

Для более точного определения концентрации электронов и температуры необходимо определить концентрацию нейтральных частиц. Это можно сделать, используя двухчастотную методику [9]. Однако при исследовании ламп, где необходимо диффузное освещение и фильтрация некогерентной засветки, двухчастотная методика сопряжена с дополнительными техническими трудностями, а повышение точности определения параметров плазмы при высокой степени ионизации разряда невелико. Для ценки влияния изменения концентрации нейтральных частиц приведем результаты расчета в предположении 70%-ного вытеснения нейтральных частиц [3] (в работе [12] делается вывод, их вытеснение не превышает 30%). В этом случае оказывается:  $N_{(6)} = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{(6)} = 15\ 200 \text{ К}$ .

Нагревание оболочки может также вызвать ошибки в расчетах [13]. Теоретические оценки и опыт экспериментальной работы показывают, что нагревание оболочки несущественно влияет на вид интерференционной картины в начальной стадии разряда ( $\approx 200 \text{ мкс}$ ). Отметим, что при голографической интерферометрии существенно не само изменение оптической толщины оболочки при нагреве, а неравномерность этого изменения по полю интерферограммы. Таким образом, ошибки в количественных оценках на начальных стадиях разряда в основном связаны с отклонением распределений от осевой симметрии.

Значения концентрации электронов, полученные данным методом для квазистационарного разряда (см. рис. 10.1, б), согласуются с результатами, полученными в [3] для аналогичных ламп с помощью трехзеркального интерферометра в предположении равномерного распределения концентрации электронов по сечению лампы.

## 10.2. Исследование электрического взрыва проволок

В последнее десятилетие круг явлений, связанных с электрическим взрывом проводников (ВП), привлекает к себе внимание в связи с возможностью моделирования различных взрывных процессов с помощью ВП [14]. Развитие методов голографии открывает новые возможности в изучении быстротекущих процессов, сопровождающих электрический ВП. Для изучения кинетики ВП важно знать объемное распределение осколков проводника, пространственную картину их скоростей и пространственные характеристики образующейся плазмы

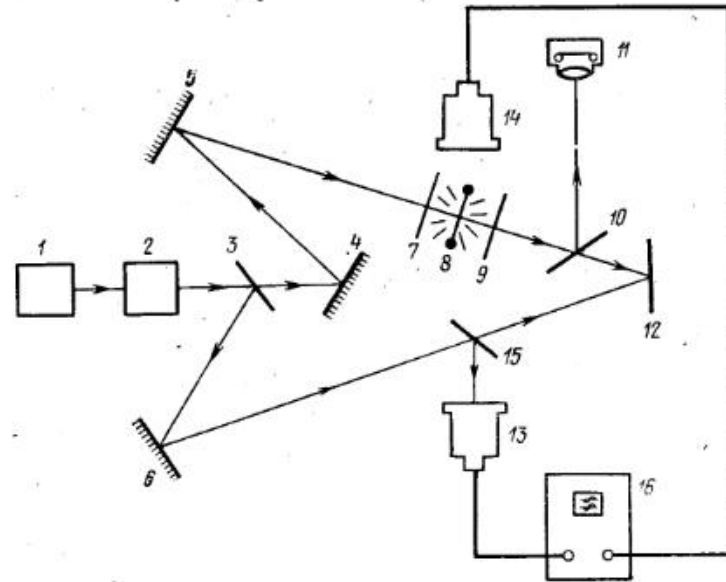


Рис. 10.3. Схема голографирования взрыва проволок.

мы в различные моменты времени. Голография дает возможность получить такую информацию. В этом разделе описываются эксперименты по применению голографии для исследования ВП.

Голографическая регистрация различных стадий ВП производилась по обычной двухлучевой схеме методом двойной экспозиции. Для сравнения полученных результатов одновременно производилось фотографирование исследуемых процессов. Схема эксперимента представлена на рис. 10.3, на котором введены следующие обозначения: 1 — оптический квантовый генератор (ОКГ); 2 — элементы расширения и коллимации излучения; 3, 10, 15 — светоделители; 4, 5, 6 — отражающие элементы; 7 — рассеиватель; 8 — исследуемый объект; 9 — светофильтр; 11 — фотоаппарат; 12 — голографический регистратор; 13, 14 — фотоэлементы; 16 — осциллограф.

Эксперимент выполнялся на установке УИГ-1М. Энергия однододового излучения ОКГ в импульсе устанавливалась равной 10 мДж, 11В\*

при длительности импульса 40 нс. Разрядная цепь, которая обеспечивала явление ВП, состояла из тиратрона ТГИИ-10/130, разрядного конденсатора  $C = 100$  мкФ и исследуемого проводника.

В начальный момент, когда тиратрон открывался импульсом с блока синхронизации, сопротивление цепи разряда определялось сопротивлением тиратрона, приблизительно равным 180 Ом. Для изучения различных стадий ВП вводился регулируемый временной сдвиг между моментом взрыва проволоочки и генерацией ОКГ, который осуществлялся с помощью двухканальной линии задержки. Величина задержки измерялась с помощью осциллографа С1-15. Детекторами излучения ОКГ и свечения взрывающихся проволоочек служили фотоэлементы ФЭК-09. Фотографирование исследуемого объекта производилось фотоаппаратом «Зенит 3М» на фотопленку РФ-3. В качестве голографических регистраторов использовались фотопластинки «Микрат ВР», sensibilizированные на длину волны излучения рубинового лазера. Фооновая засветка регистрирующих элементов в значительной степени устранялась светофильтром КС-19, установленным между исследуемым объектом и голографическим регистратором.

ВП сопровождается образованием осколков в случае, когда электрическая энергия, подводимая к проводнику, меньше энергии, необходимой для его полного испарения. Этому условию по классификации Чейса и Левина отвечает первый тип ВП [15]. Величина энергии взрыва, соответствующая первому типу ВП, складывается из энергии, необходимой для нагревания проводника до его температуры плавления, и энергии, требуемой для его плавления. Для проволоочки диаметром 0,14 мм, которая служила объектом исследования, оценочное значение этой энергии равнялось приблизительно 1,5 Дж/см (напряжение заряда конденсатора составляло 250 В).

На рис. 10.4 представлены фотографии изображений различных стадий ВП первого типа, восстановленных с голограмм. Начальная стадия разрушения проволоочки при энергии 1,5 Дж/см зафиксирована на фотографии, приведенной на рис. 10.4, а. На фотографии видны отдельные участки проволоочки, разрушенной взрывом. Фотографии изображений, зафиксированных с задержками импульса излучения ОКГ относительно начала ВП на 40 и 60 мкс, приведены на рис. 10.4, б и в соответственно. На этих голограммах не зарегистрированы отдельные осколки, так как для них не выполнено условие голографирования. Однако на фотографиях ясно видны треки разлетающихся осколков. Среда вдоль треков имеет отличный от невозмущенного состояния показатель преломления, что и позволяет регистрировать их методом двойной экспозиции.

На рис. 10.4, б и 10.4, в приведены фотографии изображений, восстановленных с одной голограммы под разными углами. На приведенных фотографиях изображены треки, расположенные в различных плоскостях. Положение плоскостей задается углами, под которыми производится восстановление голограммы. Как показывает сравнение приведенных фотографий, таким способом можно восстановить объемную картину распределения треков, создаваемых разлетающимися осколками. По длине треков и величине задержки регистрирующего

импульса излучения относительно начала ВП можно производить оценку скорости разлета осколков.

Так произведена оценка скорости разлета осколков при ВП, зафиксированном на рис. 10.4, б, в, которая составила около 150 м/с.

Голографическая съемка по методу двух экспозиций позволяет также получать объемное распределение показателя преломления плазмы на длине волны зондирующего излучения, которое в ряде случаев

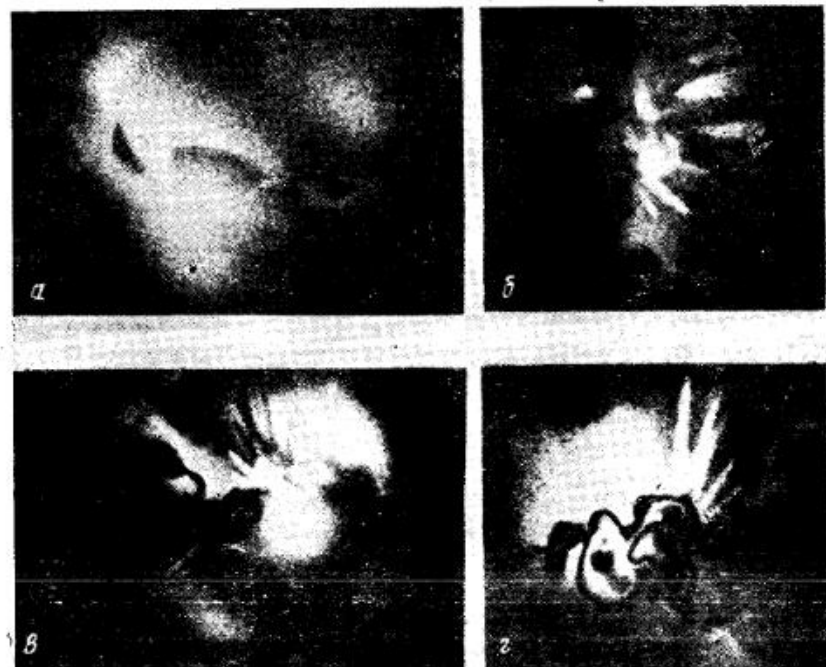


Рис. 10.4. Фотографии восстановленных изображений взрыва проволоочки первого типа в воздухе.

дает возможность определить пространственное распределение концентрации электронов. При ВП плазма образуется в случае, когда энергии достаточно для испарения материала проводника. Этому условию по классификации Чейса и Левина отвечает второй тип ВП. На рис. 10.5, а, б приведены фотографии интерферограмм ВП при энергии взрыва 5—8 Дж/см. Указанные интерферограммы получены через 10 и 100 мкс соответственно после начала ВП. На рис. 10.5, а отчетливо виден фронт ударной волны, близкий к сферическому, распространяющийся со скоростью около 500 м/с. Оценка скорости распространения фронта ударной волны произведена аналогично оценке скорости разлета осколков ВП. Считая распределение плотности частиц в плазме сферически симметричным, о чем можно судить по характеру интерференционных полос на рис. 10.5, а, найдем концентрацию

электронов  $N_e$  в плазме, используя выражение для изменения показателя преломления плазмы в зависимости от концентрации частиц [16]. Полагая, что концентрация электронов спадает по параболическому закону до нуля на расстоянии  $R$  от центра взрыва, из (10.1)

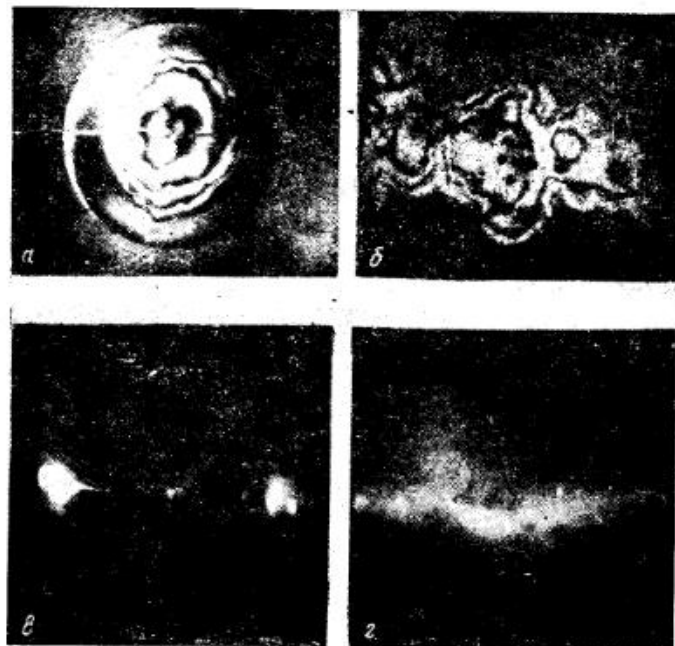


Рис. 10.5. Фотографии восстановленного изображения взрыва проволоочки второго типа в воздухе.

и (10.2) нетрудно получить выражение для концентрации электронов в центре:

$$N_e \approx k/6 \cdot 10^{-14} \lambda R, \quad (10.3)$$

где  $k$  — число интерференционных полос до центра интерферограммы,  $R$  — радиус области плазмы;  $\lambda$  — длина волны зондирующего излучения.

Для ВП, зафиксированного на рис. 10.5, а, указанные величины равны  $k = 3$ ;  $R = 0,15$  см;  $\lambda = 0,69$  мкм. При этом максимальная концентрация электронов составляет  $N_{e \text{ макс}} 4,8 \cdot 10^{18}$  см<sup>3</sup>. Здесь, так же как в § 10.1 в соотношении (10.2), учитывалось лишь первое слагаемое. Такое приближение используется и в других работах по исследованию ВП [17].

На рис. 10.5 в, г приведены изображения ВП, полученные фотографическим способом одновременно с голограммами, восстановленные изображения которых представлены на рис. 10.5, а, б соответственно. Из сравнения этих рисунков следует, что регистрация исследуемых

явлений с применением голографических методов позволяет получать большую информацию, чем фоторегистрация.

Большой интерес представляет регистрация ВП в жидкостях. Голографический метод не предъявляет повышенных требований к оптическому качеству окон в оболочке, в которой производится взрыв, кроме их прозрачности для зондирующего излучения. На рис. 10.6 приведена интерферограмма взрыва проволоочки диаметром 0,15 мм в кювете из органического стекла с водой. Энергия взрыва при этом составляла 40 Дж/см. Из интерферограммы видно, что при точечном взрыве возмущение оптической плотности обладает сферической симметрией. Результаты обработки этой интерферограммы по методу, описанному в [2], с разбиением области возмущений на 10 зон, приведены на рис. 10.7.



Рис. 10.6. Голографическая интерферограмма взрыва проволоочки в воде.

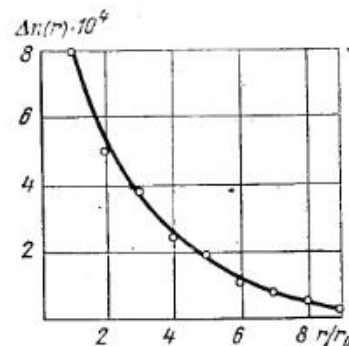


Рис. 10.7. Пространственное изменение показателя преломления воды при точечном взрыве проволоочки.

Зависимость  $\Delta n(r)$  позволяет найти распределение плотности жидкости при точечном ВП. Регистрация взрывов по этой методике в различные моменты времени, при различных энергиях, при наличии преград вблизи места взрыва и т. д. может дать ценную информацию о пространственном распределении давления.

Объемность исследуемой картины, возможность изучения ВП независимо от собственного свечения объекта, отсутствие необходимости использования высококачественных оптических элементов в устройствах для формирования потоков излучения — все это по сравнению с существующими способами скоростной фотографии составляет преимущества метода голографической регистрации быстротекущих процессов, происходящих при электрических ВП.

### 10.3. Исследование двухфазных (газожидкостных) потоков

Среди существующих методов измерений двухфазных потоков оптические методы в ряде случаев обладают преимуществом бесконтактных методов. Голографические исследования различных процессов, бурно развивающиеся в последнее время, обладают всеми преимуще-

ствами оптических методов и несут по сравнению с ними значительно большую информацию, так как на фотоэмульсии регистрируется не только амплитуда, но и фаза светового потока. Голографическая запись исследуемого течения позволяет многократно воспроизводить полную объемную картину изучаемого потока, полученную в фиксированные моменты времени. Это позволяет резко сократить длительность измерений в эксперименте, т. е. практически мгновенно зарегистрировать «замороженную» картину течения, которую далее можно изучать и измерять в течение произвольного времени. В связи с этим представляется перспективным применение голографии для исследования основных характеристик двухфазных потоков.

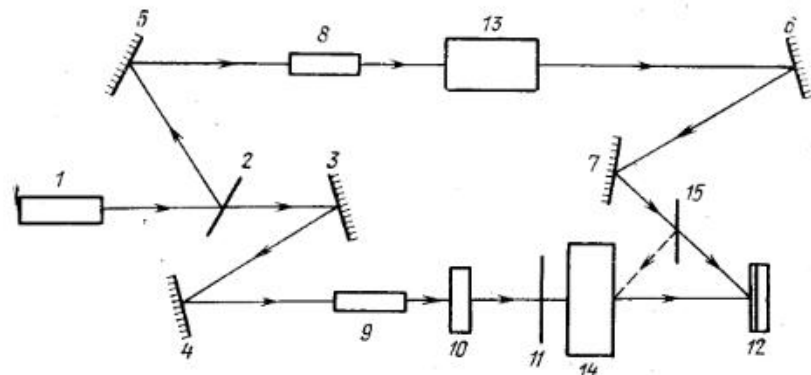


Рис. 10.8. Оптическая схема установки для исследования двухфазного потока.

В этом разделе показаны следующие возможности голографии в исследовании двухфазных течений в трубах и на выходе форсунок:

- получение объемных изображений структуры течения;
- изучение распределения и скорости капель в паровом ядре;
- исследование профиля жидкой пленки и его изменения по длине трубы;
- изучение распределения давления газа в паровом ядре, а также и некоторых других характеристик двухфазного потока.

Схема голографической регистрации газожидкостных потоков, основанная на применении импульсной голографической установки УИГ-1М (см. гл. 8), показана на рис. 10.8. Когерентный поток излучения оптического квантового генератора (ОКГ) 1 делится светоделителем 2 на сигнальный и опорный потоки, которые направляются зеркалами 3, 4, 5, 6, 7 на голографический регистратор 12. В качестве светоделителей использовались интерференционные зеркала с диэлектрическими покрытиями с коэффициентом отражения от 8 до 20% (на длине волны  $\lambda = 0,6943$  мкм) в зависимости от энергии излучения, идущего на регистратор от объекта. Для регистрации голограмм применялись отечественные фотопластинки МИКРАТ ВР-2 и Agfa-Gevaert 8E75. В обоих потоках излучения (сигнальном и опорном) были установлены сферические коллиматоры 8, 9 с выходной апертурой диамет-

ром 50 мм. Кроме того, сигнальный поток проходил через цилиндрическую линзу 10, а в опорный поток был помещен цилиндрический коллиматор 13 с выходной апертурой  $50 \times 120$  мм. Использование цилиндрической оптики было необходимо, чтобы свести к минимуму потери энергии когерентного излучения при просвечивании экспериментальной секции. Смотровые окна секции были выполнены из органического стекла и имели размеры  $37 \times 50 \times 180$  мм. Полупрозрачное зеркало 15 осуществляло отвод части энергии опорного потока излучения для освещения объекта с передней стороны, что существенно улучшало качество восстановленного изображения по сравнению с обычной схемой «на просвет».

Схема экспериментального контура, в котором создавался двухфазный поток, показана на рис. 10.9. На схеме обозначены: 1 — баллон со сжатым газом; 2 — редуктор; 3 — бак с водой; 4 — смесительная головка; 5 — экспериментальная труба; 6 — экспериментальная насадка; 7 — экспериментальная секция; 8 — центробежный сепаратор.

Газ из баллона поступал через редуктор в бак с водой 3 и затем в смесительную головку 4. В нее же поступала вода, вытесняемая воздухом из бака 3. Структура дисперсно-кольцевого потока (дисперсность влаги в ядре потока, толщина пленки и режимные параметры) регулировалась изменением расхода воды и газа на входе в смеситель.

Структура потока обусловлена кинематикой процесса, и, следовательно, компоненты потока (ядро — пленка) являются по отношению друг к другу подвижными оптическими рассеивателями. В связи с этим при исследовании ядра потока необходимо освободить прозрачную поверхность смотровых окон экспериментальной секции от жидкой пленки. С этой целью на указанную поверхность было приклеено кольцо диаметром 30 мм с прорезью в нижней части. Кроме того, для определения скорости движения капель в качестве объекта изучался поток на выходе центробежных форсунок и трубчатых насадок в экспериментальной секции. Это позволило оставить верхнюю часть окон свободной от жидкой пленки.

На этой установке была проведена серия экспериментов по изучению ряда характеристик газожидкостных потоков [19], а именно:

- визуализация факелов распыла жидкости из центробежных форсунок и измерение размеров капель, образующихся при распаде факелов;

- определение профиля тонких жидких пленок на стенках экспериментальной секции и в плоском сопле Лавала при течении двухфазной среды;

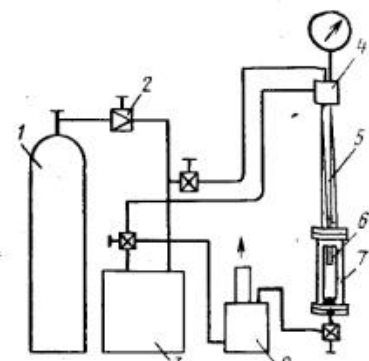


Рис. 10.9. Схема экспериментального воздушно-водяного контура.

— измерение скоростей движения капель жидкости на срезе трубопровода и при истечении из форсунок;

— определение распределения давления газовой фазы в ядре двухфазного потока.

На рис. 10.10 приведена фотография восстановленного с голограммы изображения конуса распыла жидкости из центробежной форсунки. Изучая различные участки конуса распыла\*, можно определять форму поверхности жидкой пленки и форму капель жидкости, отрывающихся от края конуса. При помощи метода «реальной марки» (см. гл. 8) было определено, что размеры капель, образовавшихся при



Рис. 10.10. Восстановленное изображение факела распыла жидкости из форсунки.

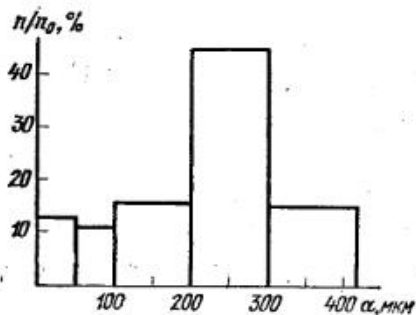


Рис. 10.11. Гистограмма распределения капель по размерам.

распыле жидкости, составляли 10—200 мкм. Гистограмма распределения капель по размерам в месте интенсивного дробления пленки (в объеме 0,5 см<sup>3</sup>) приведена на рис. 10.11.

При наблюдении объемных изображений факелов распыла четко видны спиралеобразные жгуты жидкости, соединенные тонкой пленкой. Местами наблюдался ее разрыв и дробление на капли неправильной формы. Меняя плоскость фокусировки объектива фотоаппарата, при пересъемке восстановленного изображения можно измерять координаты и форму капель в сечении потока. При съемке достаточно короткофокусным объективом достигается высокая точность таких измерений. Эту же методику получения данных о размере и распределении капель по объему можно применить для ядра дисперсно-кольцевого потока.

Для измерения скорости движения капель в ядре двухфазного потока следует использовать парные импульсы, излучаемые при одной вспышке импульсной лампы-накачки ОКГ. Такие импульсы можно

\* Для наблюдения микроструктуры восстановленных изображений конуса распыла следует рассматривать с некоторым увеличением, например с помощью зрительной трубы.

получить при наличии в установке электрооптического модулятора либо способом, описанным в § 8.1 и в [20].

На рис. 10.12 показаны изображения двух положений капель в факеле распыла жидкости, полученные при регистрации голограммы парными импульсами излучения. Значение средней скорости капель, определенное по этой голограмме, составляет 5 м/с. На рис. 10.13 показано увеличенное изображение одного из участков распределения капель жидкости, образующих ядро потока на выходе из трубчатой насадки, также полученное голографированием парными импульсами. Расстояние между двумя положениями капель, определенное методом «реальной марки», составило около 2 мм. Временной интервал между



Рис. 10.12. Восстановленное изображение капель в нижней части факела распыла, полученное парными импульсами излучения.



Рис. 10.13. Восстановленное изображение капель в ядре двухфазного потока на выходе из трубчатой насадки, полученная парными импульсами излучения.

двумя импульсами экспозиции составлял 100 мкс. Средняя скорость капель в рассматриваемой области была приблизительно равна 20 м/с. Очевидно, что, пользуясь описанной методикой, можно определять не только абсолютные значения скоростей движения отдельных капель, но и распределение этих скоростей в пространстве. При интервале между импульсами от 50 до 200 мкс можно уверенно определять скорости отдельных частиц (размером более 50 мкм в диапазоне скоростей от 1 до 20 м/с). Ограничения метода по размерам частиц могут быть уменьшены сочетанием импульсной голографической записи и микроскопии, что должно позволить регистрировать движущиеся частицы с минимальными размерами 5—10 мкм.

Следующим примером применения голографии явилось изучение двухфазного потока в плоском сопле Лавала. Исследовалось сопло с углом раскрытия диффузорной части сопла 7°, конфузорной 60° и сечением горла 1,7 × 50 мм. Увеличенная фотография восстановленного изображения потока в диффузорной части сопла при малом расходе жидкости показана на рис. 10.14. Хорошо видны жидкая пленка на боковой стенке и отдельные капли жидкости в потоке; средняя



толщина пленки составила 0,5 мм, амплитуда волн на ее поверхности 0,5 мм.

Примером использования голографической интерферометрии является исследование распределения давления газовой фазы в ядре двухфазного потока, выходящего из отверстия диаметром 3 мм при перепаде давления 5 атм [19, 21]. Интерферограмма струи газа в по-

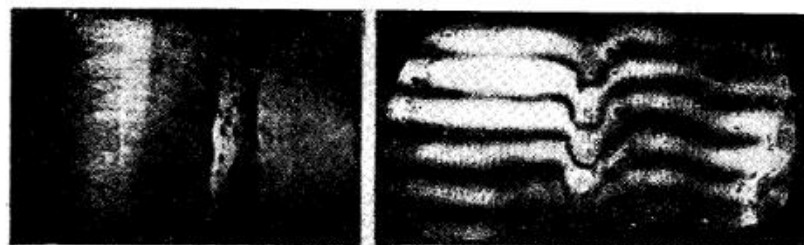


Рис. 10.14. Восстановленное изображение потока в сопле Лавала.

Рис. 10.15. Интерферограмма газовой фазы ядра двухфазного потока.

лосах конечной ширины, полученная при этих условиях, приведена на рис. 10.15. Зная давление газа на выходе, по таким интерферограммам можно рассчитать распределение давления в объеме экспериментальной секции.

Метод двойной экспозиции был применен также для исследования жидких пленок двухфазного потока, движущихся по поверхности смотровых окон экспериментальной секции. На рис. 10.16 показан увеличенный участок интерферограммы такой пленки, полученной при просвечивании пленки плоским фронтом (без применения рассеивателя). Профиль пленки (без учета постоянной толщины), построенный вдоль направления, отмеченного на интерферограмме прямой линией, приведен на рис. 10.17.



Рис. 10.16. Участок интерферограммы жидкой пленки.

Метод двойной экспозиции в сочетании с голографированием парными импульсами излучения позволяет также изучать деформацию жидкой пленки в процессе ее движения по стенкам трубопровода. На рис. 10.18 показан участ-

ток интерферограммы движущейся пленки, полученной указанным способом, при временном интервале между импульсами 150 мкс.

Важным преимуществом голографической интерферометрии является отсутствие влияния на интерферограмму геометрической формы и качества оптической однородности неподвижных прозрачных стенок. Однако в ряде случаев, в частности при наличии движущейся по стен-

кам жидкой пленки, получение интерферограммы газовой фазы ядра потока затруднено из-за того, что оптические неоднородности пленки играют роль подвижных рассеивателей. Поэтому необходимо (как это делалось в описанных экспериментах) защищать стенки экспериментальной секции, сквозь которые производится запись, от жидкой пленки.

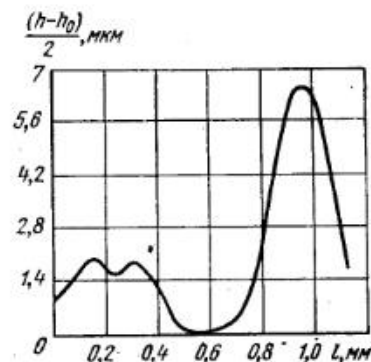


Рис. 10.17. Профиль жидкой пленки, построенный по интерферограмме рис. 10.16.



Рис. 10.18. Интерферограмма жидкой пристенной пленки, полученная парными импульсами излучения.

Из приведенных исследований можно сделать следующие выводы:  
— голографические методы применимы для изучения различных характеристик двухфазного течения. Они позволяют получать объемные изображения течения и, следовательно, изучать его тонкую структуру;

— выполненные исследования можно проводить на серийной импульсной голографической установке УИГ-1М. Количественный обмер полученных объемных изображений различных элементов обеспечивается прибором УОГ-1.

#### 10.4. О возможности исследования процессов подачи топлива в дизелях

При совершенствовании дизелей большое внимание уделяется изучению процессов впрыска и распыления топлива, которые в значительной мере определяют основные эксплуатационные и экономические показатели работы тепловых двигателей рассматриваемого класса. В связи с этим постоянно ведутся интенсивные работы по изучению физических явлений, происходящих как при подаче топлива (в системе впрыска), так и при его распылении, для чего разработана разнообразная аппаратура. Однако при исследовании процессов топливоподачи в системе впрыска во время экспериментов до сих пор регистрируется лишь давление топлива либо наличие разрыва сплошности. Для этого используются датчики различного типа: пьезоквар-

цевые, угольные, проволочные, емкостные и т. п. Перечисленные датчики, однако, не дают информации о том, в каком состоянии находится двухфазная среда: образовалась ли одна или несколько крупных вакуумных каверн или воздушные пузыри распределились равномерно во всем объеме. Невозможно определять и скорость перемещения фронта каверн, их объем, а также район в трубопроводе, в котором в исследуемый момент времени имеются каверны. Для правильного выбора конструктивных параметров топливной аппаратуры необходимо глубоко изучить процессы движения топлива в системе впрыска, особенно когда поток становится двухфазным.

Большое внимание уделяется и изучению процесса распыливания топлива, выходящего из сопловых отверстий дизельной форсунки, так как качество распыливания (дисперсность потока) определяет и качество его сгорания, т. е., по существу, весь рабочий процесс двигателя.

Поток топлива часто изучают по обычным фотоснимкам, полученным с помощью стробоскопической установки, а качество распыливания — по фотографиям пластин со специальным покрытием, улавливающим капли распыленного топлива, по рассеянию света на микрокаплях топливной струи и т. п. Такие методы изучения развития струи и ее распада не являются совершенными. Особенно серьезные недостатки имеет метод улавливания частиц топлива пластинами с эмульсионным слоем с последующим их замером. В этом случае может происходить существенное искажение размеров (диаметров) капель, а также наложение капель друг на друга.

Наиболее удачным методом исследования является объемная визуализация сложных образований в потоке топлива, в частности при впрыске его в рабочий объем, при движении его по трубопроводам и при развитии факела топлива после форсунки. Появление оптических квантовых генераторов (ОКГ) и разработка методов оптической голографии позволяют решить такую задачу и открывают новые широкие возможности для регистрации быстротекущих процессов в дизелях.

Первые опыты по изучению возможности применения методов оптической голографии для исследования процесса впрыска топлива в дизелях были проведены в 1971 г. [22]. Опыты проводились на импульсной голографической установке УИГ-1М (см. гл. 8).

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 10.19. Пучок света ОКГ 1 усиливается оптическим квантовым усилителем (ОКУ) 2. Часть потока излучения ОКГ отделяется светоделителем 3 и зеркалами 4, 5 и направляется на фотопластину 16, образуя опорный поток. Усиленный ОКУ поток излучения делится светоделителями 6 и 9 на три сигнальных потока. Два из них, направляемые зеркалами 7, 8, 10, 11, освещают объект голографирования 15 со стороны голограммы. Третий поток, отражаясь от зеркал 12 и 13, попадает на рассеиватель 14. В опорном потоке и во всех сигнальных помещаются коллимирующие оптические системы 17, 18, 19, 20 с выходной апертурой 50 мм. Энергия одномодового излучения составляла 0,1 Дж при длительности импульса 40 нс.

На первом этапе работ проверялась возможность визуализации вакуумных (воздушных) пузырьков в дизельном топливе, которое, как известно, не является достаточно прозрачным. С этой целью в стеклянную кювету, заполненную дизельным топливом, снизу, через систему сеток по всей плоскости сечения кюветы подавался воздух. Фотография восстановленного с голограммы изображения пузырей, показанная на рис. 10.20, подтверждает возможность четкой регистрации воздушных каверн в топливе.

Затем были проведены эксперименты со шприцем, заполненным дизельным топливом. Один конец шприца был заглушен, а в другом находился поршень. Вначале топливо было сжато поршнем, при

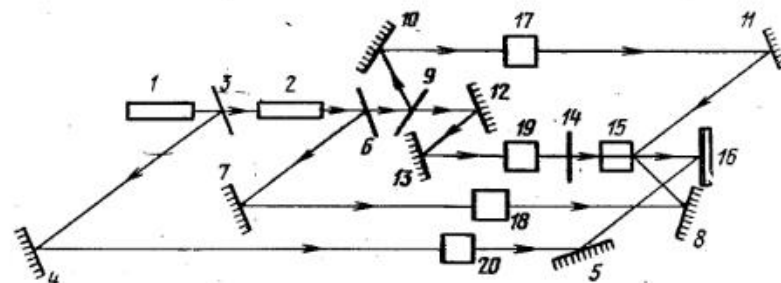


Рис. 10.19. Оптическая схема исследования дизельного топлива.

этом в трубке шприца отсутствовали какие-либо воздушные каверны. После этого производилось быстрое перемещение поршня к открытому концу, в результате чего у поршня образовались вакуумные каверны, которые затем распространялись по длине шприца. Фотография восстановленного с голограммы начального момента образования каверн приведена на рис. 10.21.

Явление возникновения каверны у поршня с последующим ее распространением можно проанализировать, если воспользоваться решением волнового уравнения Даламбера, которое хорошо описывает неустановившееся движение жидкости с небольшим коэффициентом вязкости в трубах. В этом случае давление  $p$  и скорость движения топлива  $v$  в трубопроводах определяются из выражений

$$p = p_0 + F(t - x/a) - W(t + x/a), \quad (10.4)$$

$$v = v_0 + (ap)^{-1} [F(t - x/a) + W(t + x/a)], \quad (10.5)$$

где  $p_0$  и  $v_0$  — начальные значения давления и скорости потока топлива;  $F(t - x/a)$  и  $W(t + x/a)$  — прямая и обратная волны давления;  $x$  — координата трубопровода ( $x = 0$  у торца поршня);  $t$  — временная координата процесса;  $v_0$  — скорость распространения волн давления;  $\rho$  — плотность топлива.

Используя выражения (10.4) и (10.5), при  $x = 0$  и  $v_0 = 0$ , получаем:

$$p = p_0 + F(t) - W(t), \quad (10.6)$$

$$v = (ap)^{-1} [F(t) + W(t)]. \quad (10.7)$$

В момент времени  $t < 2L/a$  ( $L$  — длина трубопровода) волна  $W(t) = 0$ , поэтому  $F(t) < 0$ , так как скорость  $v$  отрицательна.

Следовательно, если  $apu \geq p_0$ , то разрыв сплошности происходит сразу же. Если же  $apu < p_0$ , то разрыв сплошности наступает позднее, т. е. после прихода отраженной волны, которая связана с прямой волной равенством

$$-F(t - x/a) = W(t + x/a).$$

После того как каверна образовалась у торца поршня, она начинает распространяться вдоль оси трубы, так как отрицательная волна со скоростью  $a$  движется к закрытому торцу трубы.



Рис. 10.20. Восстановленное изображение пузырей в дизельном топливе.



Рис. 10.21. Восстановленное изображение воздушных каверн в дизельном топливе.

Применение метода голографической интерферометрии позволяет визуализировать фронты волн давления, а использование парных импульсов либо (в перспективе) методов киноголографии даст возможность также определять скорости распространения этих волн.

Возможность количественного изучения распыливания жидкости методом голографии была проверена в работе [21]. Измерения капель по восстановленному голографическому изображению проводились начиная с размера 10 мкм. Аналогичную методику исследования можно применять и в случае распыливания дизельного топлива.

### 10.5. Получение голограммных портретов

Получение голограммных портретов можно отнести к работам по исследованию и развитию изобразительных возможностей голографии. В то же время такие эксперименты иллюстрируют экспериментальные возможности установки, на которой они выполняются.

Первый голограммный портрет был получен в 1967 г. [23]. Затем этот эксперимент повторяли в других лабораториях [24, 25], где в основном использовались мощные лазеры с многокаскадным усилением.

При получении голограммных портретов большое внимание уделяется вопросам безопасности излучения для сетчатки глаз. В работе [25] приводятся условия безопасности эксперимента, установленные исходя из существующей допустимой плотности энергии облучения живых тканей с учетом длительности воздействия при облучении импульсным лазером с модуляцией добротности. Допустимая плотность энергии составляет  $2 \cdot 10^{-8}$  Дж/см<sup>2</sup>. В работе [26], посвященной голографированию глазного дна, считается, однако, на основании некоторых экспериментов, что допустимые нормы могут быть значительно выше. Тем не менее в таких экспериментах желательно по возможности снижать энергию излучения. Этого можно достичь за счет

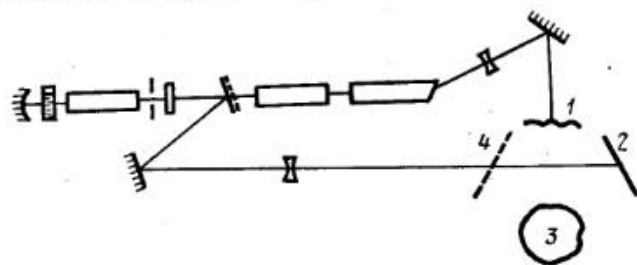


Рис. 10.22. Схема эксперимента:  
1 — рассеиватель; 2 — голограмма; 3 — объект; 4 — положение голограммы при регистрации во встречных пучках.

высокой когерентности излучения, оптимизации условий регистрации голограмм и использования фотоматериалов высокой чувствительности и высокого разрешения.

Эксперименты на установке УИГ-1М были выполнены при энергии излучения импульсного лазера порядка 0,25 Дж [27]. Схема экспериментов приведена на рис. 10.22. Опорный пучок формировался с помощью зеркала с 85%-ным пропусканием, расположенным после генератора. Его энергия составляла 3 мДж. Энергия сигнального пучка при выбранной в эксперименте накачке усилителя равнялась 0,25 Дж. Объект располагался на расстоянии 0,5 м от фотопластины и примерно на таком же расстоянии от диффузора, которым служило матовое стекло размером  $10 \times 15$  см<sup>2</sup>.

Первые голограммы портрета были получены на серийно выпускаемых пластинках Микрат ВР-2. При получении голограммных портретов во встречных пучках, что позволяло восстанавливать изображение в белом свете, хорошие результаты дало использование фотопластинок Agfa-Gevaert типа 8E75 [28].

Высокая чувствительность и разрешающая способность пластинок Agfa-Gevaert 10E75 позволили получить на них групповой портрет трех человек [28]. Эти эксперименты показали, что на установке УИГ-1 можно получать голограммы отражающих объектов, освещаемая поверхность которых превышает 1 м<sup>2</sup>.

**Области применения голографических методов при использовании когерентных источников облучения**

**I. Методы получения голограмм**

**1. Однолучевая схема [1]**

Используется для получения теневого изображения мелких неподвижных и движущихся частиц в аэрозолях [64], двухфазных потоках [36] и т. п., при концентрации частиц до 10—15% и размерах до 500 мкм.

Преимущества: эффективное использование излучения лазера; невысокие требования к временной и пространственной когерентности; допускаются фотопластинки с небольшим разрешением (200—300 лин/мм), обладающие высокой чувствительностью.

Недостатки: локализация восстановленных изображений в нулевом порядке; чувствительность к дефектам голограммы\*).

**2. Двухлучевая схема с опорным пучком [3]**

Широко используется для получения объемных изображений диффузно отражающих объектов с углом обзора до 180°. При диффузной подсветке позволяет получать объемные изображения зеркально отражающих и прозрачных объектов. При импульсном излучении позволяет голографировать отражающие объекты, движущиеся со скоростью не более  $\lambda/4\kappa T$ , где  $\lambda$  — длина волны,  $T$  — длительность импульса,  $\kappa$  — геометрический параметр схемы (см. гл. 2). Для прозрачных объектов ограничение по скорости практически отсутствуют.

Преимущества: восстановленные изображения разнесены по углу; возможность использования диффузного освещения, приводящего к отсутствию влияния дефектов голограммы на качество изображения и позволяющего получать объемные изображения зеркально отражающих и прозрачных объектов; возможность исследования восстановленных изображений традиционными оптическими методами.

Недостатки: более сложная схема, чем предыдущая (нужны элементы для деления световых пучков и выравнивания их путей); требуются фотоматериалы с большим разрешением (до 3000 лин/мм) которые к сожалению, обладают малой чувствительностью; повышаются требования к мощности и когерентности излучения лазера.

**3. Схема на встречных пучках [2].**

Позволяет получать объемные изображения, восстанавливаемые в белом свете. Преимущества: получение изображений, восстанавливаемых в монохроматическом свете; восстанавливается единственное изображение (мнимое или действительное).

Недостатки: необходимы фотоматериалы с высоким разрешением (около 5000 лин/мм) и малой усадкой эмульсии после проявления.

**4. Схема со множеством опорных пучков, сдвинутых по углу и времени [10]**

Используется для получения серии кадров объемных изображений различных состояний динамических объектов.

Преимущества: запись большого объема информации на одной голограмме; получение серии кадров объемных изображений динамических объектов на одной голограмме (на фотопластинках до 100 и на объемных средах до 1000 кадров).

Недостатки: схема усложняется устройствами для многокадровой записи, синхронизации, линиями задержки и т. д.; необходимы фотоматериалы с большим разрешением и динамическим диапазоном.

\* Этот недостаток относится ко всем методам регистрации голограмм без применения диффузора.

**5. Схема со множеством разночастотных сигнальных пучков [65, 66].**

Используется для получения голограмм объектов, движущихся со скоростями  $\lambda\Delta\nu/2\kappa - 1/2T < v < \lambda\Delta\nu/2\kappa + 1/2T$ , где  $\Delta\nu$  — предварительное смещение частоты излучения сигнального потока.

Преимущества: возможность получения четких объемных изображений быстродвижущихся отражающих объектов.

Недостатки: требуется сложное частотопреобразующее устройство и узкополосный фильтр.

**6. Схема с двумя и более одновременно излучаемыми пучками [31, 67].**

Позволяет получать объемные изображения объектов, расположенных на сцене, глубина которой превышает длину когерентности лазера [67], либо объемные изображения объектов с углом обзора, большим чем 180° (за счет боковой подсветки [68]), либо контурные линии на изображении объекта.

Преимущества: увеличение размеров сцены, угла обзора изображения, возможность получения профилограмм объекта.

Недостатки: схема усложняется из-за дополнительных элементов для деления пучков; необходимы лазеры повышенной мощности из-за деления энергии на несколько пучков.

**7. Схема получения круговой голограммы [38]**

Используется для получения объемных изображений объектов с углом обзора 360°.

Преимущества: получение полного изображения объекта.

Недостатки: нужны пленочные фотоматериалы с высоким разрешением; требуются специальные приспособления для получения изогнутых голограмм; сцена ограничена диаметром голограммы.

**8. Схема получения голограмм сфокусированных изображений — вариант с микроскопом [26, 42]**

Позволяет регистрировать волновые поля от освещенных микрообъектов в области между объективом и окуляром микроскопа (например, живых микроорганизмов, движущихся в некотором объеме с последующим просмотром по глубине их застывших восстановленных изображений [69]).

Преимущества: позволяет осуществлять последовательный апостериорный просмотр с помощью окулятора микроскопа мгновенного состояния динамических микрообъектов в поле зрения, значительно большем, чем у микроскопа.

Недостатки: невозможен одновременный просмотр всех зарегистрированных микрообъектов по глубине; глубина сцены ограничена глубиной резкости микрообъектива микроскопа.

**9. Схема получения голограмм сфокусированных изображений [70]**

Применяется для получения изображений транспарантов, восстанавливаемых в белом свете.

Преимущества: невысокие требования к пространственной когерентности лазера; малая чувствительность к вибрациям при съемке голограмм.

Недостатки: малая глубина сцены; чувствительность к дефектам голограмм; аберрации оптической системы влияют на восстановленное изображение.

**10. Схема с сигнальным пучком, сфокусированным внутрь объекта [71]**

Позволяет получать объемные изображения внешнего вида и внутренних дефектов ограниченных кристаллов, например бриллиантов или полупрозрачных объектов, находящихся внутри сосудов.

Преимущества: позволяют регистрировать внутреннюю структуру объемных прозрачных объектов с большим коэффициентом преломления, увеличи-

вать угол обзора динамических объектов, движущихся внутри сосудов, экономнее использовать излучение лазера.

Недостатки: сцена ограничена размером кристалла или сосуда; мощность лазера ограничена во избежание воздействия сфокусированного излучения на объект голографирования.

#### 11. Безлинзовая Фурье-голография [7, 12]

Используется для получения изображений небольших транспарантов.

Преимущества: невысокие требования к когерентности источника излучения и разрешающей способности фотоматериала.

Недостатки: малые поперечные размеры объекта и глубины сцены.

### II. Методы получения голограмм пространственных спектров

#### 12. Метод линзовых Фурье-голограмм [7, 12]

Используется для получения голограмм пространственных спектров изображений транспарантов. Такие голограммы применяются в схемах пространственной фильтрации и распознавания образов либо для наблюдения восстановленных изображений с помощью линзы.

Преимущества: возможность получения компактных голограмм.

Недостатки: нельзя получать голограммы объемных объектов из-за аберрационных искажений линзы, входящей в схему.

#### 13. Метод получения голограмм со сходящимся опорным пучком [72, 73]

Применяется для получения голограмм пространственных спектров объектов без применения линз. При замене объекта точечным источником полученная голограмма становится дифракционным оптическим элементом.

Преимущества: отсутствие линз в корреляторах при использовании голограмм в качестве комплексных фильтров; возможность получения оптических элементов, более короткофокусных, чем элементы, используемые при записи голограмм; получение нескольких оптических элементов на одной голограмме.

Недостатки: чувствительность к смещению объекта в схемах распознавания; голографическим оптическим элементам присущи хроматические аберрации, т. е. такие элементы целесообразно применять при монохроматическом излучении.

### III. Методы получения интерферограмм

#### 14. Метод получения интерферограмм с помощью двойной экспозиции [43]

Широко используется для исследования двумерного распределения коэффициента преломления или профиля фазовых объектов, например тонких пленок, стеклянных пластин [46, 52], для исследования деформаций диффузно отражающих объектов [74, 75], изучения вибраций [51], для сравнения различных состояний динамических фазовых или зеркально отражающих объектов. В варианте с парными импульсами позволяет регистрировать производные по времени от пространственного распределения коэффициента преломления фазовых объектов [76], либо от деформаций, пропорциональных распределению напряжений в зеркально отражающих объектах. Позволяет изучать процессы в мутных средах, в частности броуновское движение [77]. При использовании двух и более частот позволяет определять дисперсию фазовых объектов и устранять трудности определения нулевой полосы на интерферограмме [78].

Преимущества: позволяет получать те же результаты, что и классическими методами интерферометрии, но более простыми средствами благодаря возможности разнесенной во времени регистрации интерферирующих полей; позволяет получать интерферограммы отражающих объектов (в том числе объемных, что невозможно классическими методами), интерферограммы фазовых объектов, находящихся внутри сосудов неправильной формы и т. п.

Недостатки: на интерферограмме регистрируются относительно малые изменения состояния объекта, приводящие к малому изменению длины оптического пути, соизмеримому с длиной волны; требуются фотоматериалы с высоким разрешением; недопустимы изменения состояния объекта в течение экспозиции.

#### 15. Метод получения интерферограмм усреднением по времени [51, 79]

Используется для определения амплитуды вибраций диффузно отражающих объектов [51], определения интерференционной полосы нулевого порядка на непериодически движущихся объектах [79], определения скорости быстро движущихся частиц по размытию восстановленного изображения [80].

Преимущества: возможность получения интерферограммы за одну экспозицию; возможность получения интерференционной полосы нулевого порядка.

Недостатки: при исследовании вибраций их амплитуда ограничена величиной  $(5-10) \lambda$ ; далее полосы становятся неконтрастными.

#### 16. Метод получения интерферограмм в реальном масштабе времени с помощью голограмм, проявленных на месте экспонирования [44, 46]

Позволяет получать то же, что и методом двойной экспозиции как для стационарных, так и для динамических объектов. Интерферограммы наблюдаются в реальном масштабе времени либо регистрируются кинокамерой.

Преимущества: метод позволяет наблюдать и регистрировать кинокамерой процессы в динамических объектах в объеме в реальном масштабе времени, осуществлять текущий контроль и отбраковку различных прозрачных и зеркально отражающих объектов; устраняет трудности обработки интерферограмм, связанные с определением нулевой полосы и знака изменения деформации; одна голограмма может быть использована для получения множества интерферограмм различных фазовых объектов, что ускоряет процесс контроля.

Недостатки: требуются фотоматериалы с высоким разрешением и малой усадкой эмульсии после проявления; необходимы специальные устройства для проявления на месте экспонирования, либо точной установки голограммы после обработки; для регистрации интерферограмм асимметричных объектов необходима одновременная съемка с нескольких ракурсов.

#### 17. Получение интерферограмм методом сдвига [81]

Используется для выявления неоднородностей диффузно отражающих объектов за счет их сдвига или изменения во времени.

Преимущества: простота метода.

Недостатки: применение ограничено в основном плоскими объектами.

## Приложение 2

### Области применения методов съема и обработки голографической информации

#### I. Методы съема первичной информации

##### 1. Съем данных с помощью фоторегистрации

Регистрация визуализированных кратковременно существующих непрерывных голограмм, полученных в неоптических диапазонах волн (СВЧ или УЗВ) на жидких кристаллах, люминофорах и т. п. [82]. Регистрация светящихся дискретных СВЧ голограмм, выполненных в виде матриц из светодиодов, газоразрядных диодов и др. [83].

Регистрация разнесенных по глубине сечений действительного изображения без применения оптики, например, для построения скульптурных изображений [84]. То же для мнимых изображений с применением оптики. Разрешение изобра-

жения по глубине определяется минимальной глубиной резкости фотоаппарата [64].

Фоторегистрация восстановленных изображений интерферограмм, полученных методом двух экспозиций, в том числе с различных ракурсов. Фото- или кинорегистрация интерферограмм, образующихся в реальном масштабе времени [44, 46].

Фото- или кинорегистрация голограмм пространственных фильтров, полученных в оптическом и неоптическом диапазоне волн.

Преимущества: простота; долговечность полученных изображений.

Недостатки: искажения, связанные с наличием оптических элементов и ограниченным динамическим диапазоном фотоматериалов.

## 2. Съём данных с помощью реальной марки [32]

Обмер мнимого объемного изображения объекта. Определение конфигурации интерференционных полос в случае их локализации у поверхности или внутри объекта.

Преимущества: непосредственное получение количественных данных о форме и размерах объекта либо о положении интерференционных полос; отсутствие оптических элементов и присущих им искажений.

Недостатки: участие человека в измерениях приводит к субъективным ошибкам и требует значительного времени; метод применим для мнимых изображений.

## 3. Съём данных с помощью датчика с модулированным световым потоком [33]

Автоматический обмер координат объекта по его объемному действительному изображению. Автоматический обмер конфигурации изображения объекта или интерференционных полос. Съём дву- или трехмерной функции интенсивности в области локализации интерференционных полос.

Преимущества: увеличение чувствительности и точности по сравнению с предыдущим методом.

Недостатки: применим только для действительного изображения.

## 4. Съём данных с помощью электронного коммутатора [85]

Регистрация СВЧ голограмм или преобразованных по Фурье пространственных спектров (диаграмм направленности антенн) в системах с электрическим и смешанным сканированием с возможностью непосредственного оперативного ввода в ЭВМ или на магнитную ленту.

Преимущества: гибкость метода, сочетающего различные методы сканирования; возможность регистрации СВЧ голограмм динамических объектов; возможность получения высокой чувствительности в результате применения одноканального стационарного приемника.

Недостатки: сложность системы, резко возрастающая при большом числе коммутируемых каналов и малых уровнях сигналов в них; ошибки, связанные с неидентичностью коммутирующих элементов.

## II. Методы преобразования информации

### 5. Масштабное преобразование с помощью оптических устройств

Уменьшение СВЧ и УЗВ голограмм для их оптического или машинного восстановления. Увеличение оптических голограмм для их обработки на ЭВМ. Увеличение изображений малых объектов при наблюдении или фоторегистрации. Увеличение изображений интерферограмм при большой частоте интерференционных полос, например при значительных изменениях оптического пути в фазовых объектах либо больших деформациях отражающих объектов. Уменьшение масштаба пространственных фильтров, полученных в СВЧ и УЗВ диапазонах либо синтезированных на ЭВМ для схем оптической корреляционной обработки.

Преимущества: простота и быстрота преобразования.

Недостатки: искажения, вносимые оптическими элементами; для СВЧ и УЗВ голограмм наличие масштабных искажений, связанных с различными масштаб-

ными коэффициентами для продольного и поперечного направлений восстановленного изображения.

### 6. Преобразование фотоизображений в цифровой код и обратно с применением фототелеграфного аппарата

Ввод голограмм в ЭВМ для машинного восстановления изображения. Вывод голограмм, синтезированных на ЭВМ. Ввод в ЭВМ фотоизображений, восстановленных с голограмм под различными ракурсами либо снятых в различных сечениях по глубине объемного изображения с целью совместной обработки, например для вычисления объемов, интерполяции промежуточных сечений и др. Вывод изображений, восстановленных на ЭВМ, на фотопленку или фотобумагу. Ввод в ЭВМ изображений интерферограмм для машинной обработки. Вывод фотоизображений функций распределения показателя преломления для различных сечений фазовых объектов либо картины деформации отражающих объектов, рассчитанных на ЭВМ по интерферограммам. Ввод голограмм пространственных спектров в ЭВМ для машинного восстановления изображения либо для корреляционной обработки. Вывод восстановленных из ЭВМ изображений, синтезированных пространственных фильтров либо результатов корреляционной обработки.

Преимущества: значительный объем информации, вводимой (выводимой) в ЭВМ (например, на установке УОГ-2 при разрешении 5 лин/мм общее число элементов  $512 \times 750$ ).

Недостатки: сравнительно большое время ввода (вывода) информации в ЭВМ (например, 6,25 мин для УОГ-2); необходимость увеличения или уменьшения изображения до размера, определяемого входным устройством фототелеграфного аппарата; наличие искажений, связанных с фотографическим процессом.

## III. Методы обработки информации

### 7. Оптическое восстановление изображений

Непосредственное наблюдение изображений, восстановленных с голограмм, полученных в оптическом диапазоне волн. Визуальное наблюдение изображений, восстановленных в СВЧ и УЗВ голограмм после их масштабного преобразования.

Преимущества: возможность видения объемного изображения; простота схемы, отсутствие дополнительного времени на обработку (кроме проявления голограммы).

Недостатки: получение только качественной картины объекта; при наблюдении изображений, полученных в СВЧ и УЗВ диапазонах, наличие масштабных искажений, возникающих при преобразовании голограмм.

### 8. Восстановление изображений на ЭВМ методом прямого вычисления интеграла Кирхгофа [86—87]

Восстановление изображений с СВЧ и УЗВ голограмм на основе вычисления на ЭВМ интеграла Кирхгофа, представленного в виде суммы.

Преимущества: отсутствие масштабных искажений при восстановлении неоптических голограмм; получение количественной информации об объекте, возможность обработки дискретных голограмм, в том числе неэквидистантных.

Недостатки: большое машинное время для вычислений (например, 2,5 ч на БЭСМ-4 при количестве элементов на голограмме 1000); объемный образ объекта непосредственно не виден и представляется совокупностью плоских сечений.

### 9. Восстановление изображений на ЭВМ с использованием метода быстрого Фурье-преобразования

Вычисление интеграла Кирхгофа производится с использованием метода быстрого Фурье-преобразования.

Преимущества: значительное уменьшение машинного времени по сравнению с предыдущим методом.

Недостатки: невозможность обработки неэквидистантных голограмм.

10. Восстановление амплитудно-фазовых распределений поля у поверхности голограммы или интерферограммы на основе аналитических преобразований функций интенсивности

Определение амплитудно-фазового распределения в раскрыве антенны [58, 59], на торце лазера [61], искажений поля, вносимых обтекателями и др. Вычисление значений интегралов оптических путей у поверхности интерферограммы, необходимых для решения обратных задач: определения распределений показателя преломления в фазовых объектах или распределения деформаций в отражающих объектах. Получение изображений сечений амплитудных и фазовых диаграм направленности антенн в дальней зоне [58].

Преимущества: получение основных характеристик антенн на основе измерений, производимых в ближней зоне; получение основных данных для решения обратных задач.

Недостатки: вычисление восстанавливаемых функций требует применения ЭВМ.

11. Обработка интерферограмм фазовых объектов по методу сведения задачи к интегральному уравнению Абеля [10]

Используется (при условии возможности пренебрежения влиянием рефракции [88]\*) для определения распределения показателя преломления внутри фазовых объектов, обладающих осевой или сферической симметрией.

Преимущества: простота и строгость расчета; не требуется применения ЭВМ.

Недостатки: ограниченное применение, так как большинство фазовых объектов не являются осесимметричными.

12. Обработка интерферограмм фазовых объектов методом решения системы линейных уравнений [89]

Приближенный расчет двумерного распределения коэффициента преломления для фазовых объектов с гладкими функциями распределения, обладающими асимметрией.

Преимущества: простота алгоритма; возможность решать практически любые несимметричные задачи.

Недостатки: необходимо варьировать вид матриц системы в зависимости от класса решаемых задач.

13. Обработка интерферограмм фазовых объектов с использованием преобразования Радона [90]

Строгий расчет объемного распределения показателя преломления для фазовых объектов с произвольными функциями распределения.

Преимущества: строгость расчета.

Недостатки: необходимо большое число интерферограмм с различных направлений просвечивания.

\* Это условие предполагается выполненным также в методах 12 и 13.

### Регистрация СВЧ голограмм методами сканирования \*)

### Приложение 3

Сканирующий элемент	Метод сканирования	Механическое сканирование	Электрическое сканирование	Смешанное сканирование
1. Приемный элемент	<p>а) Однолучный приемный элемент</p> <p>б) Несколько приемных элементов, осуществляющих параллельную регистрацию фрагмента СВЧ голограммы (многоканальная приемная система)</p>	<p>Простейшая система регистрации СВЧ голограмм, статических объектов. Пригодна для различных голографических исследований (см., например, [11—16]). Жесткие требования к стабильности генератора СВЧ (так как <math>T</math> велико).</p> $m_{\Pi} = 1, m_{\Sigma} = 1, m = 2,$ $T = N_y (N_x - 1) \tau_{\text{вх}} + (N_y - 1) \tau_{\text{вы}}$ <p>То же, что в п. 1а, но меньше время записи и менее жесткие требования к стабильности СВЧ генератора.</p> $m_{\Pi} = 1, m_{\Sigma} = M_x M_y,$ $m = 1 + M_x M_y,$ $T = \frac{N_y}{M_y} \left( \frac{N_x}{M_x} - 1 \right) \times \tau_{\text{вх}} + \left( \frac{N_y}{M_y} - 1 \right) \tau_{\text{вы}}$	<p>Возможна быстрая регистрация СВЧ голограмм статических объектов и объектов, перемещающихся с малой скоростью. При введении в систему элементов памяти [17] возможна регистрация СВЧ голограмм отдельных стадий быстропротекающих процессов.</p> $m_{\Pi} = 1, m_{\Sigma} = N_x N_y, m = 1 + N_x N_y,$ $T = N_y (N_x - 1) \tau_{\text{вх}} + (N_y - 1) \tau_{\text{вы}}$ <p>То же, что в п. 1а, но меньше время регистрации. В системах с элементами памяти [17] лучше, чем в п. 1а, временное разрешение (меньший интервал между кадрами).</p> $m_{\Pi} = 1, m_{\Sigma} = N_x N_y, m = 1 + N_x N_y,$ $T = \frac{N_y}{M_y} \left( \frac{N_x}{M_x} - 1 \right) \tau_{\text{вх}} + \left( \frac{N_y}{M_y} - 1 \right) \tau_{\text{вы}}$	<p>Возможна относительно быстрая регистрация голограмм статических объектов.</p> $m_{\Pi} = 1, m_{\Sigma} = N_x,$ $m = 1 + N_x,$ $T = N_y (N_x - 1) \tau_{\text{в}} + (N_y - 1) \tau_{\text{м}}$ <p>То же, что и в п. 1а, но меньше время регистрации.</p> $m_{\Pi} = 1, m_{\Sigma} = N_x M_y,$ $m = 1 + N_x M_y,$ $T = \frac{N_y}{M_y} \left( \frac{N_x}{M_x} - 1 \right) \tau_{\text{в}} + \left( \frac{N_y}{M_y} - 1 \right) \tau_{\text{м}}$

Сканирующий элемент	Метод сканирования	Механическое сканирование	Электрическое сканирование	Смешанное сканирование
2. Излучающий (передающий) элемент	а) Одноточный излучатель и одноканальный приемник б) Одноточный излучатель и многоканальный приемник с параллельной регистрацией	Свойства аналогичны свойствам п. 1а. В связи с отсутствием перемещающихся элементов в приемном устройстве проще получить высокую чувствительность, $m_H = 1$ , $m_H = 1$ , $m = 2$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{Mx} + (N_y - 1) \tau_{My}$	Возможна быстрая регистрация СВЧ голограмм статических объектов и объектов, перемещающихся с малой скоростью. В связи с отсутствием коммутаций в приемном устройстве проще получить высокую чувствительность, чем в п. 1а. При больших уровнях излучаемой мощности возникают сложности в коммутации передающих элементов. $m_H = N_x N_y$ , $m = 1 + N_x N_y$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$	Свойства аналогичны свойствам п. 1а. В связи с отсутствием коммутации в приемном устройстве проще, чем в п. 1а, получить высокую чувствительность. $m_H = N_x$ , $m_H = 1$ , $m = 1 + N_x$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{\theta} + (N_y - 1) \tau_{\alpha}$
		То же, что в п. 1б, но, так как приемная система неподвижна, проще получить высокую чувствительность. Подбором отношения расстояний излучатель—объект ( $D_0$ ) и объекта—приемная система ( $D_1$ ) можно в широких пределах менять отношение продольного и поперечного масштабов. $m_H = 1$ , $m_H = M_x M_y$ , $m = 1 + M_x M_y$	Возможна быстрая регистрация СВЧ голограмм статических объектов и объектов, перемещающихся с малой скоростью. Подбором расстояний $D_1$ и $D_0$ можно в широких пределах менять отношение продольного и поперечного масштабов. Возможно существенное сокращение числа приемно-передающих элементов по сравнению с общим числом элементов на голограмме (в вариантах типа «скрещенных линеек»).	Быстрая регистрация СВЧ голограмм статических объектов. Подбором $D_1$ и $D_0$ можно в широких пределах менять отношение продольного и поперечных масштабов. Общее число приемно-передающих элементов меньше, чем в п. 2б. $m_H = M_x M_y$ , $m_H = \frac{N_x}{M_x}$

3. Возмущающий элемент	а) Возмущающий элемент между объектами и приемником или между излучателем и объектом (только в схемах «на просвет»). Прием одноканальным приемником б) Возмущающий элемент отделен от одиночных приемника и излучателя радиопрозрачным объектом. Прием одноканальным приемником	$T = \frac{N_y}{M_y} \left( \frac{N_x}{M_x} - 1 \right) \tau_{Mx} + \left( \frac{N_y}{M_y} - 1 \right) \tau_{My}$	$m_H m_H = N_x N_y$ при $m_H = m_x$ , $m_H = m_y$ , $m = N_x + N_y$ , $m_H = M_x M_y$ , $m_H = \frac{N_x N_y}{M_x M_y}$ , $T = \tau_{\theta} \left( \frac{N_x N_y}{M_x M_y} - 1 \right)$	$m = M_x M_y + \frac{N_x}{M_x}$ , $T = \tau_{ax} \left( \frac{N_x}{M_x} - 1 \right) \frac{N_y}{M_y} + \tau_{ay} \left( \frac{N_y}{M_y} - 1 \right)$
	а) Свойства те же, что в п. 1а. Малые искажения исследуемого поля. Так как в системе один неподвижный приемник и излучатель, можно получить высокую чувствительность. $m_H = 1$ , $m_H = 1$ , $m = 3$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$	Возможна быстрая регистрация голограмм статических объектов и объектов, перемещающихся с малой скоростью. Так как в системе один неподвижный приемник и излучатель, легко получить высокую чувствительность. $m_H = 1$ , $m_H = 1$ , $m = 2 + N_x N_y$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$	Возможна быстрая регистрация голограмм статических объектов и объектов, перемещающихся с малой скоростью. Так как в системе один неподвижный приемник и излучатель, легко получить высокую чувствительность. $m_H = 1$ , $m_H = 1$ , $m = 2 + N_x N_y$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{\theta} + (N_y - 1) \tau_{\alpha}$	То же, что в п. 1а. Проще, чем в п. 1а, получить высокую чувствительность. $m_H = 1$ , $m_H = 1$ , $m = 2 + N_x$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{\theta} + (N_y - 1) \tau_{\alpha}$
	б) Свойства те же, что в п. 3а, с увеличенной разрешающей способностью за счет нелинейной обработки сигналов (так как СВЧ колебания проходят через объект дважды). Искажения устраняются за счет не-	То же, что в п. 3а, с увеличенной разрешающей способностью. $m_H = 1$ , $m_H = 1$ , $m = 2 + N_x N_y$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$	То же, что в п. 3а, с увеличенной разрешающей способностью. $m_H = 1$ , $m_H = 1$ , $m = 2 + N_x N_y$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$	То же, что в п. 3а, с увеличенной разрешающей способностью. $m_H = 1$ , $m_H = 1$ , $m = 2 + N_x$ , $T = N_y(N_x - 1) \tau_{\theta} + (N_y - 1) \tau_{\alpha}$



Сканирующий элемент	Метод сканирования	Механическое сканирование	Электрическое сканирование	Смешанное сканирование
		<p>линейной обработки</p> $m_H = 1, m_{\Pi} = 1, m_B = 1,$ $m = 3,$ $T = N_y (N_x - 1) \tau_{\text{мх}} + (N_y - 1) \tau_{\text{мy}},$ <p><math>N_y</math> и <math>N_x</math> примерно в 2 раза больше, чем в системах без нелинейной обработки</p>	<p>больше, чем в системах без нелинейной обработки</p>	<p><math>N_y</math> и <math>N_x</math> примерно в 2 раза больше, чем в системах без нелинейной обработки</p>
	<p>в) Возмущающий элемент между объектом и приемником или между излучателем и объектом (только в схемах «на просвет»). Прием многоканальным приемником</p>	<p>То же, что в п. За с меньшим временем регистрации за счет усложнения приемной системы. В системах, где возмущающий элемент и приемник расположены по разные стороны от объекта, подбором расстояний можно в широких пределах менять отношение продольного и поперечных масштабов.</p> $m_H = 1, m_{\Pi} = M_x M_y,$ $m = 1 + M_x M_y,$ $T = \frac{N_y}{M_y} \left( \frac{N_x}{M_x} - 1 \right) \tau_{\text{мх}} +$	<p>То же, что в п. 26 (изменение отношения продольного и поперечного масштабов возможно только в системах, где возмущающий элемент и приемник расположены по разные стороны от объекта). В ряде случаев система проще, чем в п. 26 (так как излучатель один и не коммутруется).</p> $m_H = 1, m_{\Pi} = M_x M_y,$ $m_B = N_x / M_x,$ $m = 1 + M_x M_y + N_x / M_x,$ $T = \tau_{\text{эx}} \left( \frac{N_x}{M_x} - 1 \right) \frac{N_y}{M_y} +$	<p>То же, что в п. 26 (изменение отношения продольного и поперечного масштабов только в системах, где возмущающий элемент и приемник расположены по разные стороны от объекта). В ряде случаев система проще, чем в п. 26 (так как излучатель один, неподвижен и не коммутруется).</p> $m_H = 1, m_{\Pi} = M_x M_y,$ $m_B = N_x / M_x,$ $m = 1 + M_x M_y + N_x / M_x,$ $T = \tau_{\text{эx}} \left( \frac{N_x}{M_x} - 1 \right) \frac{N_y}{M_y} +$

$$+ \left( \frac{N_y}{M_y} - 1 \right) \tau_{\text{мy}}$$

4. Приемный и излучающий элемент при синхронном сканировании [18]

Возможна регистрация СВЧ голограмм статических объектов с улучшенной разрешающей способностью и возможностью изменять соотношение между продольным и поперечным масштабами.

$$m_H = 1, m_{\Pi} = 1, m = 2,$$

$$T = N_y (N_x - 1) \tau_{\text{мх}} + (N_y - 1) \tau_{\text{мy}},$$

$N_y$  и  $N_x$  существенно больше, чем в системах со сканированным одним элементом

б) Одиночный приемный элемент и излучатель при последовательном сканировании (варианты типа «скрещенных линеек»)

Возможна быстрая регистрация СВЧ голограмм статических объектов и объектов, перемещающихся с малой скоростью, с улучшенной разрешающей способностью и возможностью изменять соотношение между продольным и поперечным масштабами. Недостаток системы — очень большое число прямо-передающих элементов.

$$m_H = N_x N_y, m_{\Pi} = N_x N_y,$$

$$m = 2N_x N_y,$$

$$T = N_y (N_x - 1) \tau_{\text{эx}} + (N_y - 1) \tau_{\text{эy}},$$

$N_y$  и  $N_x$  существенно больше, чем в системах, рассмотренных в п. 1а

То же, что в п. 26, с несколько большим временем регистрации, но более простым устройством записи (одноканальным).

$$m_H = N_x, m_{\Pi} = N_y,$$

$$m = N_x + N_y,$$

$$T = N_y (N_x - 1) \tau_{\text{эx}} + (N_y - 1) \tau_{\text{эy}}$$

$$+ \tau_{\text{мy}} \left( \frac{N_y}{M_y} - 1 \right)$$

То же, что в п. 1а, с улучшенной разрешающей способностью и возможностью изменять соотношение между продольным и поперечным масштабами. Недостаток системы — сложность.

$$m_H = N_x, m_{\Pi} = N_x,$$

$$m = 2N_x,$$

$$T = N_y (N_x - 1) \tau_{\text{э}} + (N_y - 1) \tau_{\text{м}},$$

$N_y$  и  $N_x$  существенно больше, чем в системах типа рассмотренных в п. 1а

То же, что в п. 26, с несколько большим временем регистрации, но более простым устройством записи (одноканальным).

$$m_H = N_x, m_{\Pi} = 1 \text{ (или)}$$

$$m_H = 1, m_{\Pi} = N_x,$$

$$T = N_y (N_x - 1) \tau_{\text{э}} + (N_y - 1) \tau_{\text{м}}$$

Сканирующий элемент	Метод сканирования	Механическое сканирование	Электрическое сканирование	Смешанное сканирование
5. Приемный и возмущающий элемент	Одиночный приемный элемент и возмущающий элемент между объектом и приемным элементом при последовательном сканировании	<p>вание не по плоскости, а по линии.</p> $m_x = 1, m_y = 1, m = 2,$ $T = N_x(N_x - 1) \tau_{mx} + (N_y - 1) \tau_{my}$	<p>То же, что в п. 4б, без возможности изменения соотношения между продольным и поперечным масштабам. В ряде случаев система проще, чем в п. 4б, так как имеется только один неподвижный и некоммутируемый излучатель.</p> $m_x = 1, m_y = N_x, m_y = N_y,$ $m = 1 + N_x + N_y,$ $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$	<p>То же, что в п. 4б, без возможности изменения соотношения между продольным и поперечным масштабам. В ряде случаев система проще, чем в п. 4б, так как имеется только один неподвижный и некоммутируемый излучатель.</p> $m_x = 1, m_y = N_x, m_y = N_y,$ $m = 1 + N_x + N_y,$ $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$
6. Передающий и возмущающий элемент (в схемах «на просвет»)	а) Одиночный передающий и возмущающий элемент при синхронном сканировании	<p>То же, что в п. 4а. Проще получить большую чувствительность (так как приемник одноканальный неподвижный).</p> $m_x = 1, m_y = 1, m_y = 1,$ $m = 3,$ $T = N_y(N_x - 1) \tau_{mx} + (N_y - 1) \tau_{my}$	<p>То же, что в п. 4а, но проще, так как вместо системы коммутируемых приемников здесь имеем систему коммутируемых возмущающих элементов.</p> $m_x = N_x N_y, m_y = 1, m_y = N_x N_y,$ $m = 2N_x N_y + 1,$ $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$	<p>То же, что в п. 4а, но несколько проще (неподвижный и некоммутируемый приемник).</p> $m_x = N_x, m_y = 1,$ $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$
	б) Одиночный передающий и возмущающий элемент при последовательном сканировании (варианты типа «скрещенных линеек»)	<p>То же, что в п. 4б. Проще получить большую чувствительность, так как приемник одноканальный неподвижный.</p> $m_x = 1, m_y = 1, m_y = 1,$ $m = 3,$ $T = N_y(N_x - 1) \tau_{mx} + (N_y - 1) \tau_{my}$	<p>То же, что в п. 4б, но проще, так как вместо коммутируемых приемников здесь имеем линейку коммутируемых возмущающих элементов.</p> $m_x = N_x N_y, m_y = 1, m_y = N_x N_y,$ $m = 2N_x N_y + 1,$ $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$	<p>То же, что в п. 4б, но проще, так как приемник неподвижен и не коммутируется.</p> $m_x = N_x, m_y = 1,$ $T = N_y(N_x - 1) \tau_{ax} + (N_y - 1) \tau_{ay}$

\* Обозначения:  $m_x, m_y, m$  — число излучающих, приемных, возмущающих элементов соответственно;  $T$  — время регистрации СВЧ голограммы;  $\tau_{mx}, \tau_{my}$  — время механического перемещения сканирующего элемента на один шаг вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно;  $\tau_{ax}, \tau_{ay}$  — время коммутации сканирующего элемента вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно;  $N_x, N_y$  — число отсчетов вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно на СВЧ голограмме;  $M_x, M_y$  — число параллельно работающих приемных элементов вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно. В вариантах со смешанным сканированием предполагается, что вдоль оси  $x$  осуществляется электрическое сканирование, а вдоль оси  $y$  — механическое.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

## К гл. 1 и приложениям 1, 2

1. Gabor D. A new microscopy principle. — «Nature», 1948, May, v. 161, p. 777—778.
2. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. — «ДАН СССР», 1962, т. 44, с. 1275.
3. Leith E. N., Upatnieks J. Reconstructed wavefronts and communication theory. — «J. Opt. Soc. Am.», 1962, v. 52, p. 1123—1130.
4. Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. Пер. с англ. М., «Мир», 1967.
5. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. М., «Наука», 1970.
7. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики, М., «Наука», 1971.
8. Франсон М. Голография. Пер. с франц. М., «Мир», 1972.
9. Микаэля А. Л. Голография: М., «Знание», 1968.
10. Островский Ю. И. Голография, М., «Наука», 1970.
11. Кок У. Лазеры и голография. М., «Мир», 1971.
12. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. Пер. с англ. М., «Мир», 1973.
13. Вьено Ж., Смигельский П., Рейс Х. Оптическая голография. Пер. с франц. М., «Мир», 1973.
14. Applications de l'holographie. Comptes rendus du symposium international Besancon, 1970, 6-11.
15. Acoustical holography. Proc. of 1, 2, 3 symposiums on acoustical holography Plenum-press. New York — London, 1969, v. 1, 1970, v. 2, 1971, v. 3.
16. Материалы I, II и III Всесоюзных школ по голографии, ЛИЯФ, 1971, 1972.
17. Материалы X Международного конгресса по высокоскоростной фотографии и кинематографии, Ницца, 1972.
18. Проблемы голографии. Вып. I—III. МИРЭА, 1973.
19. Труды ВНИИОФИ. Голография, Сер. Б. 1972, вып. 2.
20. Труды ВНИИОФИ. Голография, Сер. Б. 1974, вып. 3.
21. Goodman J. W. An introduction on the principles and applications of holography. — «Proc. IEEE», 1971, v. 59, № 9.
22. Hwang T. S. Digital holography. — «Proc. IEEE», 1971, v. 59, № 9, p. 1335—1346.
23. Mueller P. K. Acoustical holography. — «Proc. IEEE», 1971, v. 59, № 9, p. 1319—1335.
24. Гинзбург В. М., Степанов Б. М., Голография в измерительной технике и метрологии. — «Измерительная техника», 1971, № 12, с. 21—26.
25. Голографическая аппаратура. — «Метрология», 1971, № 9, с. 30—39 и 55—59. Авт. Е. А. Антонов, В. М. Гинзбург, В. М. Мещанкин и др.
26. Snow K., Wandewarke R. An application of holography to interference microscopy. — «Appl. Optics», 1968, v. 1, № 3, p. 549—554.
27. Голография и ее использование в оптике. — В кн.: «Материалы семинара «Оптическая голография», ч. 2. ЛДНТП, 1970. Авт.: Р. Р. Герке, В. Ч. Локшин, В. М. Тихонов, Л. В. Казак.
28. Cutrona L. Y., Leith E. N., Paley C. J. Optical data processing and filtering systems. — «IRE Trans.», 1960, v. IT-6, p. 386—400.
29. Ligt A. V. A review of optical data-processing techniques. — «Opt. Acta» 1969, v. 15, № 1, p. 1—33.
30. Применение методов когерентной оптики и голографии к задачам антенной техники и обработки информации. В кн.: «Антенны». Вып. 2, М., «Связь», 1967. Авт.: О. Н. Владимирова, А. П. Курочкин, Г. А. Соболев, Г. Х. Фридман.
31. Hildebrand B. R., Haines K. A. Multiplewavelength and multiple — source holography applied to contour generation. — «J. Opt. Soc., Am.», 1967, v. 57 № 2.
32. Курбатов В. М., Павлыгин Г. Н. Измерение координат точек объекта по голографическому изображению. — «Метрология», 1971, № 9, с. 39—42.
33. Курбатов В. М., Николаев Ф. Я., Павлыгин Г. Н. Автоматическое измерение координат объекта по его голографическому изображению. — «Метрология», 1971, № 9, с. 43—46.
34. Haines K. A., Hildebrand B. R. Surface deformation measurement using the wavefront reconstruction technique. — «Appl. Opt.», 1966, v. 5, p. 595.
35. Shiota N., Tsurutani I., Joshionobu J. Holographic generation of contour map of diffusely reflecting. — «Jap. J. Appl. Phys.», 1968, v. 7, № 8.
36. Исследование двухфазных потоков голографическими методами. — «Теплоэнергетика», 1973, № 7. Авт.: Е. А. Антонов, И. Т. Аладьев, В. М. Гинзбург и др.
37. Leopold C. Holographic recording of a retina. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, № 5, p. 715.
38. Какпашвили Ш. Д. Регистрация круговых голограмм. — В кн.: «Материалы II Всесоюзной школы по голографии», ЛИЯФ, 1971.
39. О возможности применения методов голографии в изучении впрыска топлива в дизелях. — «Тракторы и сельхозмашиностроение», 1973, № 7. Авт.: В. М. Гинзбург, Е. А. Кузнецова, Э. В. Мороз и др.
40. Степанов Б. М., Филенко Ю. И. Голографический метод исследования взрывающихся проволок. — «Метрология», 1971, № 9, с. 19—21.
41. Holographic microscopy as technical of recording dynamic microscopic subjects. — «Science», 1966, v. 153, p. 989.
42. Голографическая интерференционная микроскопия биологических клеток. — «ДАН СССР», 1972, т. 202, № 2, с. 313—315. Авт.: В. М. Гинзбург, Э. Г. Семенов, С. Н. Смирнова, Б. М. Степанов.
43. Collier R. J., Doherty E. T., Pennington K. S. Application of moire techniques to holography. — «Appl. Phys. Letts», 1965, v. 7, № 8.
44. Jhoda F. C. Submicrosecond holographic cine-interferometry of transmission objects. — «Appl. Phys. Letts.», 1969, v. 14, № 11.
45. О несимметричном распределении плотности частиц в газоразрядной плазме. — «Радиотехника и электроника», 1971, т. 16, № 7. Авт.: В. М. Гинзбург, В. К. Демкин, Г. И. Рукман, Б. М. Степанов, Ю. И. Филенко.
46. Семенов Э. Г. Голографическая интерферометрия фазовых объектов в реальном масштабе времени. — «Метрология», 1971, № 9, с. 7—11.
47. Мустафин К. С., Селезнев В. А., Штырков Е. И. Применение голографии для исследования распределения температурного поля пламени. — «Оптика и спектроскопия», 1967, т. 22, вып. 2.
48. Iversen R. G., Garvey C. W., Schulz R. D. Application of holography to component testing. — «Star», 1970, v. 8, № 23, p. 4327.
49. O'Neill. Holographic inspection of the deformation patterns of Carbon-Carbon cylinders under load. — «Star», 1970, v. 8, № 21, p. 3933.
50. Reoch J. M., Lounsbury G. W. Holography — a new dimension. — «Quality Progress», 1972, № 5.
51. Pawell R. L., Stetson K. A. Interferometric vibration analysis by wavefront reconstruction. — «J. Opt. Soc. Am.» 1965, v. 55, № 12, p. 1593—1598.
52. Сознев А. С. Измерение коэффициента преломления тонких пленок голографическим методом. — «Метрология», 1971, № 9, с. 14.
53. О возможности применения голографической интерферометрии к исследованию кристаллов. — «ДАН СССР», 1971, т. 200, № 5, с. 1092—1094. Авт.: В. М. Гинзбург, И. Н. Гусева, Э. Г. Семенов, Б. М. Степанов, А. С. Сонин.

54. Maron E., Mueller R. K., Koppelman R. F. Design and preliminary test of an underwater viewing system using sound holography. — «Acoustical holography», 1971, v. 3, p. 191.
55. Weiss L., Holyoke E. D. The examination of soft tumors in the rat by ultrasonic holography. — «Biophys. J.» 1968, v. 8, p. A-34.
56. Гинзбург В. М., Мещанкин В. М. Голографирование СВЧ диапазона с искусственным формированием опорной волны. — «Радиотехника и электроника», 1970, т. XV, № 4, с. 728.
57. Faghot N. H., Guard W. R. Millimeter wave holographic image of concealed weapons. — «Proc. IEEE», 1971, v. 59, № 9, p. 1383.
58. Об определении диаграммы направленности приемной антенны по источнику в зоне Френеля с использованием голограмм и оптической обработки. — «ДАН СССР», 1971, т. 201, № 3, с. 580. Авт.: Л. Д. Бахрах, А. П. Курочкин, Д. А. Дмитриенко, Н. М. Цейтлин, Дж. С. Арутян.
59. Гинзбург В. М., Мещанкин В. М. Измерение амплитудно-фазовых распределений радиополей методами голографии. — «Радиотехника и электроника», 1973, т. 18, № 2, с. 221.
60. Власов Н. Г., Скроцкий Г. В., Соловьев Е. Г. Исследование когерентности дифракционным интерферометром сдвига. — «Квантовая электроника», 1972, № 9.
61. Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И., Смирнов А. Г. О голографической регистрации картины временной когерентности цуга волн импульсного источника излучения. — «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 26, вып. 3, с. 413—420.
62. Leith E., Upratnieks J. Holography with achromatic-fringe systems. — «J. Opt. Soc. Am.», 1967, v. 57, p. 975.
63. Рукман Г. И., Филенко Ю. И. О получении голограмм с некогерентным источником света. — «Письма ЖЭТФ», 1968, № 8, с. 538.
64. Thompson B. I., Ward J. H., Zinky W. R. Application hologram techniques for particle size analysis. — «Appl. Opt.», 1967, v. 6, № 3.
65. Антонов Е. А., Гинзбург В. М., Рукман Г. И. Способ голографической регистрации быстропротекающих процессов. Авт. свидетельство № 263769. — «БИ», 1970, № 8.
66. Антонов Е. А. Метод голографирования быстро движущихся объектов с предварительным смещением частоты. — В кн.: «Труды ВНИИОФИ». Голография, Сер. Б., 1972, вып. 2.
67. Бобринев В. И., Потапова И. В. Способы увеличения глубины объема при съемке голограмм. — «Радиотехника и электроника», 1968, № 11, с. 2069—2072.
68. Гинзбург В. М., Кузнецова Е. А., Царфин В. Я. Применение боковой подсветки при голографировании малых объектов. — «ПТЭ», 1972, № 6.
69. Toth L., Collins S. A. Reconstruction of a three dimensional microscopic sample using holographic techniques. — «Appl. Phys. Letts», 1968, v. 13, № 7.
70. Клименко И. С., Матинян Е. Г., Налимов И. П. Голографическая регистрация сфокусированных изображений и их восстановление в белом свете. — «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 26, с. 1019.
71. Применение голографии в кристаллографии. — В кн.: «Труды ВНИИОФИ». Голография, Сер. Б., 1972, вып. 2. Авт.: В. М. Гинзбург, И. Н. Гусева, В. А. Крамаренко и др.
72. Власов Н. Г., Фирсова О. В., Чернов В. И. Голограмма Френеля как комплексный фильтр. — «Оптика и спектроскопия», 1971, т. 31, вып. 3, с. 780—783.
73. Власов Н. Г., Мосякин Ю. И., Скроцкий Г. В. Голограмма как оптический элемент. — «Квантовая электроника», 1972, № 7, с. 14—19.
74. Vugth J. M. Application of lasers in production engineering. — «Prod. Eng.», 1966, v. 44, № 9, p. 436—444.
75. Власов Н. Г., Галайда В. Т., Скроцкий Г. В. Независимое сложение систем интерференционных полос на восстановленном изображении. — «Оптика и спектроскопия», 1970, т. 28, с. 838—839.
76. Кузнецова Е. А., Степанов Б. М., Царфин В. Я. Голографическая съемка быстропротекающих процессов парными импульсами излучения. — «ПТЭ», 1972, № 6.
77. Голографический метод измерения параметров светорассеивающих сред. — В кн.: «Труды ВНИИОФИ». Голография, Сер. Б., 1972, вып. 2. Авт.: М. Л. Гурари, А. А. Магомедов, В. А. Никашин и др.
78. Афанасьева В. А., Муштафин К. С., Селезнев В. А. Многоцветная голограммная интерферометрия и индикация полос. — В кн.: Проблемы голографии, Материалы I Всесоюзной конференции по голографии, Вып. III, МИРЭА, 1973.
79. Богомолов А. С., Власов Н. Г., Соловьев Е. Г. Метод усреднения по времени для неперiodически движущихся объектов. — «Оптика и спектроскопия», 1971, т. 31, вып. 3, с. 481—482.
80. Bringdahl O. Shearing interferometry. — «Progress in Optics», 1965, v. 4, p. 38—81.
81. Vlasov N. G., Soloviev E. G. Hologram as a diffraction shearing interferometer. In: Applications of l'hographie. «Comptes rendus du Symposium international». Besançon, 1970, 3—10.
82. Штокман М., Зарвин В. Оптические пленочные датчики для радиоголографии. — «ТНИЭР», 1968, т. 5, с. 114.
83. Регистрация мощности СВЧ по свечению газового разряда в диоде типа ОГ-1. — «Электронная техника. Сер. 3. Газоразрядные приборы», 1969, вып. 3 (15), с. 169. Авт.: В. М. Гинзбург, В. М. Мещанкин, Ю. И. Орлов, Г. И. Челышев.
84. Курбатов В. М., Николаев Ф. Я., Павлыгин Г. Н. Измерение характеристик объекта по восстановленному голографическому изображению. — В кн.: «Труды ВНИИОФИ». Голография, Сер. Б. 1972, вып. 2.
85. Гинзбург В. М., Курбатов В. М., Мещанкин В. М. Устройство для голографирования быстропротекающих процессов на радиочастотах. Авт. свидетельство № 250311. — «БИ», 1970, № 26.
86. Гинзбург В. М., Левин Г. Г., Голпина С. П. Моделирование голографического процесса на ЭВМ. — «Журнал вычисл. мат. и мат. физики», № 4, 1972.
87. Cooley J. W., Tukey J. W. An algorithm for the machine calculation of complex Fouries series. — «Mathematics of computation», 1965, v. 19, p. 297.
88. Гинзбург В. М., Филенко Ю. И. Влияние преломления световых лучей при голографической интерферометрии фазовых объектов. — «ЖТФ», 1970, т. 40, № 10.
89. Филенко Ю. И., Фадеев В. А., Штейн И. Н. О восстановлении показателя преломления с асимметричным распределением по голографическим интерферограммам. — В кн.: «Проблемы голографии. Материалы I Всесоюзной конференции по голографии. Вып. III, МИРЭА, 1973.

#### К главе 2

1. Физическая оптика. Терминология. Сборники рекомендуемых терминов. Вып. 79. М., «Наука», 1970.
2. Островский Ю. И. Голография. Л., «Наука», 1970.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. Под ред. Г. П. Мотулевич, М., «Наука», 1970.
4. Lohmann A. W. Reconstruction of victorial wavefronts. — «Appl. Opt.», 1965, v. 4, № 12, p. 1667—1668.
5. Nassenstein H., Buschmann H. T., Geldmacher J. The diffraction efficiency of absorption gratings in photographic layers. — «Optik», 1970, v. 30, № 5, p. 527—537.
6. Rose H. W., Williamson T. L., Collins I. G. Polarization effects in holography. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 10, p. 2394—2396.
7. Антонов Е. А., Гнатюк Л. Н., Царфин В. Я. Влияние поляризации излучения на качество голограмм. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 32, вып. 6, с. 1199—1203.

8. Bird G. R., Jones R. C., Ames A. E. The efficiency of radiation detection by photographic films: State-of-the art and methods of improvement. — «Appl. Opt.», 1969, v. 8, № 12, p. 2389—2405.
9. Антонов Е. А., Гнатюк Л. Н., Царфин В. Я. Устройство для определения поляризационных свойств когерентного излучения. Авт. свидетельство № 347639. — «БИ», 1972, № 24.
10. Некоторые применения газовых лазеров. — М., «Знание» 1970, Авт.: В. П. Беляев, И. И. Девяткин, В. Ф. Мартынов, А. С. Федоров.
11. Embossed hologram motion pictures for television playback. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 10, p. 2283. Aut.: R. Bartolini, W. Hannap, D. Karlsons, M. Lurie.
12. Получение высококачественных копий голограмм. — «Оптика и спектроскопия», 1971, т. 30, № 2, Авт.: Л. Н. Бейнарович, Н. П. Ларионов, А. В. Лукин, К. С. Мустафин.
13. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука», 1971.
14. Powell R. L., Stetson K. A. Interferometric vibration analysis by wavefront reconstruction. — «J. Opt. Soc. Am.», 1965, v. 55, № 12, p. 1593—1598.
15. Белгородский Б. А., Бутусов М. М., Туркевич Ю. Г. Голографические методы исследования высокочастотных вибраций. — «Автометрия», 1972, № 1, с. 47—53.
16. Антонов Е. А. Метод устранения вибраций в голографических установках. — В кн.: «Труды ВНИИОФИ». Голография. Сер. Б, 1972, вып. 2, с. 19—22.
17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — «Наука», М., 1973.
18. Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И. О возможности получения голограмм с использованием референтного луча, длина волны которого отличается от длины волны излучения, рассеянного объектом. — «ДАН СССР», 1967, т. 176, № 6, с. 1274—1275.
19. Neumann D. B., Rose H. W. Improvement of recorded holographic fringes by feedback control. — «Appl. Opt.», 1967, v. 6, № 6, p. 1097—1104.
20. Neumann D. B. Holography of moving scenes. — «J. Opt. Soc. Am.», 1968, v. 58, № 4, p. 447—454.
21. Trolinger J. D., Belz R. A., Farmer W. M. Holographic techniques for the study of dynamic particle fields. — «Appl. Opt.», 1969, v. 8, № 5, p. 957—961.
22. Zambuto M., Lurie M. Holographic measurement of general forms of motion. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 9, p. 2066—2072.
23. Mayo W. T., Allen J. B. New doppler holographic technique for fluid velocity visualization and measurement. — «Appl. Opt.», 1971, v. 10, № 9, p. 2119—2126.
24. Redman J. D. Holography of hypervelocity projectiles with Front Surface Resolution. — «Appl. Opt.», 1971, v. 10, № 10, p. 2362—2364.
25. Vignam C. S. Holographic recording of moving objects. — «Nouvelle Revue d'Optique Appliquée», 1972, t. 3, № 6, p. 305—308.
26. Kurtz R. L., Loh H. Y. Experimental investigation of a holographic system that records front surface detail from a scene moving at high velocities. — «Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 9, p. 1998—2003.
27. Pulsed interferometric holography of laser-produced air breakdown. — «Optics and laser technology», 1973, february, p. 20—23. Aut.: A. H. Guenther, W. K. Pendleton, C. Smith, C. H. Skeen, S. Zivi.
28. Caulfield H. J. Holography of randomly moving objects. — «Appl. Phys. Lett.», 1970, v. 16, № 6, p. 234—235.
29. Mottier F. M. Holography of randomly moving objects. — «Appl. Phys. Lett.», 1969, v. 15, № 2, p. 44—45.
30. Tsurutani T., Itoh Y. Holographic interferometry for rotating subjects. — «Appl. Phys. Lett.», 1970, v. 17, № 2, p. 85—87.
31. Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И., Минина В. П. О голографической регистрации объектов, перемещающихся во время экспозиции. — «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 11, с. 73—74.

32. Goodman J. W., Temporal filtering properties of holograms. — «Appl. Opt.», 1967, v. 6, № 5, p. 857—859.
33. Антонов Е. А., Гинзбург В. М., Рукман Г. И. Способ голографической регистрации быстротекущих процессов. Авт. свидетельство № 263769 — «БИ», 1970, № 8.

### К главе 3 и приложению 3

1. Leith E. N. Quasi-holographic techniques in the microwave region. — «Proc. IEEE», 1971, v. 59, № 9.
2. Фридман Г. Х., Цветов Е. Р. О возможности голографирования больших объемных сцен путем использования радиочастотной модуляции света. — «Радиотехника и электроника», 1971, т. 16, № 9.
3. Способ голографирования на частоте модуляции. Англ. патент № 461368, кл. G21.
4. Система формирования голографической информации. Патент США № 3529083, кл. 178—6,8.
5. Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. Пер. с англ., М., «Мир», 1967.
6. Пистолькорс А. А. О разрешающей способности голограммы. — «ДАН СССР», 1967, т. 172, № 2.
7. Meier R. W. Magnification and third-order aberration in holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1965, v. 55, № 8.
8. Armstrong J. Fresnel holograms: their properties and aberrations. — «IBM J. research and develop.», 1965, May, v. 9, № 3.
9. Diamond F. I. Magnification and resolution in wavefront reconstruction. — «J. Opt. Soc. Am.», 1967, v. 57, № 4.
10. Meier R. W. Cardinal points and the novel imaging properties of holographic system. — «J. Opt. Soc. Am.», 1968, v. 58, № 2.
11. Дули Р. Голография в 3-см диапазоне. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1966, № 4.
12. Koch W. Hologram television. — «Proc. IEEE», 1966, v. 54, № 2.
13. Aoki Y. Microwave holograms and optical reconstruction. — «J. Appl. Opt.», 1967, v. 6, № 11.
14. Aoki Y. Microwave holography by two beam interference method. — «Proc. IEEE», 1968, v. 56, № 8.
15. Гинзбург В. М., Мещанкин В. М. Голографирование в СВЧ диапазоне с искусственным формированием опорной волны. — «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, № 4.
16. Гинзбург В. М., Мещанкин В. М., Степанов Б. М. Голографическая интерферометрия в СВЧ диапазоне. — «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, № 12.
17. Гинзбург В. М., Курбатов В. М., Мещанкин В. М. Устройство для голографирования быстротекущих процессов на радиочастотах. Авт. свидетельство № 250311 — «БИ», 1970, № 26.
18. Мещанкин В. М. Свойства длинноволновых голограмм, записанных при помощи сложного сканирования. — «Радиотехника и электроника», 1971, т. 16, № 7.
19. Hildebrand V. P., Hainess K. A. Holography by scanning. — «J. Opt. Soc. Am.», 1969, v. 59, № 1.
20. Wells W. H. Acoustical imaging with linear transducer arrays. — In: Acoustical holography, v. 2, New York, Plenum-press, 1970.
21. Гинзбург В. М., Мещанкин В. М. Голографическая РЛС с трехмерным электронным сканированием. — «Радиотехника и электроника», 1974, т. 19, № 1.
22. Денисюк Ю. Н., Пархоменко М. М. Об одном следствии теоремы взаимности в голографии. — «Оптика и спектроскопия», 1968, т. 25, вып. 5.
23. Metherell A. F., Spinak S. Acoustical holography coexistent wavefronts detected single point in space. — «Appl. Phys. Lett.», 1968, v. 13, July 1, № 1.

24. Larsen R. W., Johansen E., Zelenko J. Microwave holography. — «Proc. IEEE», 1969, v. 57, № 12.
25. Hildebrand B. P. Effect of high scanning velocities on the holographic image. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, № 9.
26. Cullen A. L., Parr J. C. A new perturbation method for measuring microwave field in free space. — «Proc. IEEE», 1955, v. 102B, № 2.
27. Swingler D. N., Anderson A. P. Simple microwave holograms and moire fringes using the «spinning-dipole» field perturbation techniques. — «Electr. Letts», 1969, 10th July, v. 5, № 14.
28. Swingler D. N., Anderson A. P. Location of an irregularity in a microwave array by optical signal processing of its microwave hologram. — «Electr. Letts», 1970, 3th Sept., v. 6, № 18.
29. Swingler D. N., Anderson A. P. Optical imaging and farfield pattern simulation of a microwave illuminating aperture by a microwave hologram. — «Electr. Letts», 1970, 19 March, v. 6, № 6.
30. Jacobs H., Morris A., Hofer R. C. Interferometric effect with semiconductor in the millimeter wave region. — «J. Opt. Soc. Am.», 1967, v. 57, № 8.
31. Leseq L. Computer synthesis of holograms for 3-d display. — «Communications of the ACM», 1968, v. 11, № 10.
32. Levin B. J. Millimeter wave image conversion using a semiconductor image converter. — «Proc. IEEE», 1970, v. 58, № 3.
33. Schumacher J. D., Hofer R. C., Jacobs H. Performance of a single-collector millimeter-wave imaging device. — «Proc. IEEE», 1970, v. 58, № 9.
34. Russell B. R. Resolution limitations in holographic images. — «J. Appl. Opt.», 1969, v. 8, № 5.
35. Курочкин А. П., Троицкий В. И. Об особенностях дискретной записи комплексных распределений на несущей пространственной частоте. — «Радиотехника и электроника», 1969, т. 14, № 4.
36. Ginzburg V. M., Levin G. G., Tolpina S. P. Resolution of discrete holograms. — «Revue d'optique appliquee», 1970, v. 1, № 2.
37. Cartier, W. H. Aliasing in sampled holograms. — «Proc. IEEE», 1968, v. 56, № 1.
38. Caulfield H. J. Wavefront sampling in holography. — «Proc. IEEE», 1969, v. 57, № 11.
39. Мещанкин В. М. Об особенностях дискретных голограмм с постоянным шагом. — «Радиотехника и электроника», 1971, т. 16, № 2.
40. Мещанкин В. М. Об особенностях неэквилидистантных дискретных голограмм плоских объектов. — «Радиотехника и электроника», 1971, т. 16, № 11.
41. Caulfield H. J. Correction of image distortion arising from nonuniform sampling. — «Proc. IEEE», 1970, v. 58, № 5.
42. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Об использовании оптических систем и метода голографии для восстановления диаграмм направленности антенн СВЧ и по измерениям поля в зоне Френеля. — «ДАН СССР», 1966, т. 171, № 6.
43. Маджинесс. Замечания по поводу неоптической голографии. — «ТИИЭР», 1967, № 11, т. 55.
44. Deschamps G. Some remarks on radio-frequency holography. — «Proc. IEEE», 1969, v. 57, № 4.
45. Ginzburg V. M., Meschankin V. M. The techniques of producing microwave holograms. — In: «Application de l'holographie». Compt. rendus du Symp. Intern., Besançon, 1970.
46. Мещанкин В. М. Голография в радиодиапазоне с опорной волной частоты, не равной частоте сигнала. — «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, № 7.
47. Masovskii A. Efficient holography using temporal modulation. — «Appl. Phys. Lett.», 1969, v. 14, № 5.
48. Masovskii A. Hologram information capacity. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, № 1.

49. Гинзбург В. М., Мещанкин В. М. Измерение амплитудно-фазовых распределений радиополей методами голографии. — «Радиотехника и электроника», 1973, т. 18, № 2.
50. Microwave holographic interferometry. — In: «Applications de l'holographie», Compt. rendus du Symp. Intern., Besançon, 1970. Aut.: V. M. Ginzburg, V. M. Meschankin, G. I. Ruckman, B. M. Stepanov.
51. Metherell A. F. The relative importance of phase and amplitude in acoustical holography. — In: Acoustical holography, v. 1, New York, Plenum, 1970.
52. Антенные решетки. Обзор зарубежных работ. Под ред. Л. С. Бененсона. М., «Сов. радио», 1968.
53. Мещанкин В. М. О корреляционной обработке СВЧ голограмм. — «Радиотехника и электроника», 1973, т. 18, № 6.
54. Sherwood A. M. Reduction longitudinal distortion in ultrasonic holograms. — «Proc. IEEE», 1970, v. 58, № 2.
55. Гарстон Н. О голографических изображениях, записанных на длинных волнах. — «ТИИЭР», 1968, т. 56, № 5.
56. Курочкин А. П. Об особенностях измерений радиоголограмм при помощи зонда. — «Радиотехника и электроника», 1971, т. 16, № 9.
57. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Ч. 1, М., «Сов. радио», 1967.
58. Применение методов когерентной оптики и голографии к задачам антенной техники и обработки информации. — В кн.: Антенны. Под ред. А. А. Пистолькорса. Вып. 2, 1967, с. 33—38. Авт.: Л. Д. Бахрах, О. П. Владимиров, А. П. Курочкин, Г. А. Соболев, Г. Х. Фридман.
59. Курочкин А. П. Оптическое моделирование антенн СВЧ. — «Радиотехника и электроника», 1968, т. 13, № 7, с. 1169—1173.
60. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Применение преобразования свертки при оптическом моделировании антенн СВЧ, восстановлении диаграмм направленности и характеристик рассеяния. — «Радиотехника и электроника», 1969, т. 14, № 6, с. 1102—1108.
61. Решение задачи синтеза антенн при помощи когерентной оптической системы. — В кн.: Антенны. Под ред. А. А. Пистолькорса. Вып. 5, 1969, с. 47—57. Авт.: Л. Д. Бахрах, Ю. А. Колосов, А. П. Курочкин, В. И. Троицкий.

#### К главе 4

1. Гинзбург В. М., Курбатов В. М., Мещанкин В. М. Устройство для голографирования быстропотекающих процессов на радиочастотах. Авт. свидетельство № 250311. — «БИ», 1970, № 26.
2. Goodman I. W. Temporal filtering properties of holograms. — «J. Appl. Opt.», 1967, v. 6, № 5.
3. Ross K. F. Wavefront reconstruction radar system. Patent USA № 3284799, cl. 350—3.5.
4. Cooper M. D. C., Said R. A. K. Phasing for a beam-steering array by the use of optical techniques. — «Electr. Letts», 1966, v. 2, № 10.
5. Ламберт, Арм, Аймен. Электронно-оптическая обработка сигналов в фазированных антенных решетках. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1968, № 8.
6. Inokuchi S., Morita Y., Sakurai Y. Optical pattern processing utilizing nematic liquid crystals. — «J. Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 10.
7. Kiemle H. Electrically controllable holograms using nematic liquid crystals. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, № 11.
8. Lechner B. I. Liquid crystal matrix displays. — «Proc. IEEE», 1971, v. 59, № 6.
9. Calor seeking a holographis method to detect cancer and heart ailment. — «Laser Focus», 1972, v. 8, № 1.
10. Dogle R. L., Glenn W. E. Remote real-time reconstruction of holograms using the «Lumatron». — «J. Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 5.
11. Casasent D., Stephenson I. Electrooptical processing of phased — array antenna data. — «J. Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 5.
12. Feinleib I., Oliver D. S. Reusable optical image storage and processing device. — «J. Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 12.

13. Nisenso n P., I was a S. Real time optical processing with  $Bi_{12}SiO_{20}$  PROM. — «J. Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 12.
14. Roberts H. N. Strain-biased PLZT input devices (page composers) for holographic memories and optical data processing. — «J. Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 2.
15. Goetz G. G. Real-time holographic reconstruction by electrooptic modulation. — «Appl. Phys. Letts», 1970, v. 17, № 2.
16. Assoline P., Horeng M., Leiba E. Liquid crystal and photoconductor image converter». — «Proc. IEEE», 1971, v. 59, № 9.
17. Holograms read and exposed simultaneously. — «Microwaves», 1971, v. 10, № 12.
18. Мещанкин В. М. Устройство для получения СВЧ голограмм и визуализации восстановленного изображения. Авт. свидетельство № 275257 — «БИ», 1970, № 22.
19. Massey C. A. Acoustic imaging by holography. — «IEEE Trans», 1968, v. SU-15, № 3.
20. Регистрация мощности СВЧ газового разряда в диоде типа ДГ-1. — «Электронная техника. Сер. 3. Газоразрядные приборы», 1969, вып. 3 (15). Авт.: В. М. Гинзбург, В. М. Мещанкин, Ю. И. Орлов, Г. И. Чельшев.
21. Зиновьев О. А. К вопросу о методе исследования электромагнитных волн. — «ЖЭТФ», 1967, т. 52, вып. 5.
22. Иизука К. Новый метод измерения напряженности электрического поля. — «Электроника», 1968, № 8.
23. Polaroid film records microwave field. — «Microwaves», 1968, v. 7, № 6.
24. Fluoroton. — «Electronics», 1968, v. 41, № 13.
25. Девятков М. Н. О способе визуализации распределения интенсивности СВЧ полей с помощью фотоматериалов. — «Вестник МГУ. Физика — астрономия», 1968, № 5.
26. Мещанкин В. М., Михиенков В. И. Повышение чувствительности способа визуализации СВЧ полей с помощью фотоматериалов. — «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, № 2.
27. Девятков М. Н., Кулешов О. К. О чувствительности радиотермографического метода в миллиметровом диапазоне волн. — «Вестник МГУ. Физика — астрономия», 1970, № 5.
28. Мещанкин В. М., Михиенков В. И., Семилетов Е. С. О повышении чувствительности фотоматериалов при регистрации СВЧ полей сантиметрового диапазона волн. — «Метрология», 1971, № 9.
29. Получение видимого изображения радиоизлучения миллиметрового диапазона. — «Письма ЖЭТФ», 1968, т. 8, вып. 5. Авт.: А. П. Бажулин, Е. А. Виноградов, Н. А. Ирисова, С. А. Фридман.
30. Liquid crystal film for rf-holography. — «Microwaves», 1968, v. 7, № 9.
31. Augustine C. F. Microwave holograms using liquid crystal display. — «Proc. IEEE», 1969, v. 57, № 3.
32. Test and tune with rapid rf visualization. — «Microwaves», 1968, v. 7, № 8.
33. Штокман Н., Зарвин В. Оптические пленочные датчики для радиолографии. — «ТИИЭР», 1968, № 5.
34. Iizuka K. Microwave holograms and microwave reconstruction. — «Electr. Letts», 1969, v. 5, № 12.
35. Iizuka K. Microwave hologram by photoengraving. — «Proc. IEEE», 1969, v. 57, № 15.
36. Gregoris L., Iizuka K. Visualization of internal structure by microwave holography. — «Proc. IEEE», 1970, v. 58, № 5.
37. Sethores J. C., Gulaya S. Visual observation of rf magnetic fields using cholesteric liquid crystals. — «J. Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 12.
38. Hirschberg J. D. A novel means of thermal imaging. — «J. Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 3.
39. Iizuka K. Microwave holography by means of optical interference holography. — «Appl. Phys. Letts», 1970, v. 17, № 3.
40. Microwave holography maps surface expansion. — «Microwaves», 1970, v. 9, № 11.

41. Штокман Н. Е. Seeng in the darn is aim of rf holography. — «Electronics», 1969, v. 42, № 24.
42. Мещанкин В. М., Михиенков В. И., Семилетов Е. С. Использование раствора  $CoCl_2$  для измерения распределения интенсивностей СВЧ полей. — «Метрология», 1971, № 9.
43. Мещанкин В. М., Михиенков В. И., Семилетов Е. С. Визуализация СВЧ полей с помощью выпаривания воды из раствора  $CoCl_2$ . — «Радиотехника и электроника», 1971, № 9.
44. Гинзбург В. М., Мещанкин В. М. Основные особенности СВЧ голографии. — В кн.: Труды ВНИИОФИ. Голография, Сер. Б. 1972, вып. 2.
45. Microwave holography using liquid crystal area detector. — «Proc. IEEE», 1969, v. 57, № 7, Aut.: C. F. Augustine, C. Deutsh, D. Fritzler, E. Marrom.
46. Власов Б. И., Котосонов В. Н., Пьяных Ю. М. О возможности повышения точности отображения тепловым рельефом закона распределения мощности СВЧ. — «Известия вузов СССР. Радиофизика», 1969, т. XII, № 8.
47. Власов Б. И., Котосонов В. В., Пьяных Ю. М. О пространственном разрешении теплового способа записи и визуализации электромагнитного поля на пленочных структурах. — «Известия вузов СССР. Радиофизика», 1970, т. XIII, № 3.
48. Фергасон. Применение жидких кристаллов в испытаниях без разрушения образца. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1969, № 10.
49. Shankoff J. A. Recording holohrams in luminescent materials. — «J. Appl. Opt.», 1969, v. 8, № 11.
50. Harrison R., Zucker J. Hot carrier microwave detector. — «Proc. IEEE», 1966, v. 54, № 4.
51. О некоторых характеристиках термоэлектрических детекторов с «горячими» носителями. — «Известия вузов СССР. Радиоэлектроника», 1969, т. XII, № 7. Авт.: В. И. Светличный, О. А. Валитов, В. Т. Плаксий, О. А. Пересунько.
52. Кох, Эртель м. л. СВЧ термография. — «ТИИЭР», 1967, № 3.
53. Ottavi C. M. Plotting the electromagnetic field by power dissipation. — «IEEE Trans», January, 1967, v. MTT-15, № 3.
54. Дули Р. Голография в 3-см диапазоне. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1966, № 4, с. 131.
55. Tricoles G., Rore E. L. Reconstruction of visible image from reduced replicas of microwave holograms. — «J. Opt. Soc. Am.», v. 57, № 1.
56. Антонов Е. А., Гинзбург В. М., Рукман Г. И. Способ голографической регистрации быстропотекающих процессов. Авт. свидетельство № 263769 — «БИ», 1970, № 8.

#### К главе 5

1. Русинов М. М. Инженерная фотограмметрия. М., «Недра», 1966.
2. Meadows D. M., Jonson W. O., Allen J. B. Generation of surface contouring by moire patterns. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 4.
3. Инюшин И. А. О расширении возможности метода светового сечения для контроля профиля поверхности. — «Оптико-механическая промышленность», 1971, № 12.
4. Thompson V. J., Ward J. H., Zinky W. R. Application of hologram techniques for particle size analysis. — «Appl. Opt.», 1967, v. 6, № 3.
5. Полуавтоматическая установка для обмера голографических изображений. — В кн.: Труды конференции «Использование оптических квантовых генераторов в современной технике», 1969, ч. 1. Авт.: А. П. Комар, А. Ф. Найденов, М. В. Стабников, Б. Г. Турухано, Н. Турухано.
6. Гинзбург В. М., Федоровский Б. И. Разрешающая способность голограммы для реальных фотоматериалов. — «ЖТФ», 1970, т. 40, вып. 10.
7. Курбатов В. М., Николаев Ф. Я., Павлыгин Г. Н. Автоматическое измерение координат точек объекта по голографическому изображению. — «Метрология», 1971, № 9.

8. Курбатов В. М., Николаев Ф. Я., Федоровский Б. И. Устройство для измерения координат по восстановленному голографическому изображению. Авт. свидетельство № 279969. — «БИ», 1970, № 27.
9. Hildebrand V. R., Haines K. A. Multiple-wavelength and multiple-source holography applied to contour generation. — «J. Opt. Soc. Am.», 1967, v. 57, № 2.
10. Meier R. W. Cardinal points and novel imaging properties of a holographic system. — «J. Opt. Soc. Am.», 1966, v. 56, № 2.
11. Meier R. W. Optical properties of holographic images. — «J. Opt. Soc. Am.», 1967, v. 57, № 7.
12. Пистолькорс А. А. Разрешающая способность голограммы и теория антенн. — В кн.: Антенны. Под ред. А. А. Пистолькорса. Вып. 2, М., «Связь», 1967.
13. Гудмен Д. Ж. Введение в Фурье-оптику. Пер. с англ. «Мир», 1970.
14. Meier R. W. Magnification and third-order aberrations in holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1965, v. 55, № 8.
15. Кравков С. В. Глаз и его работа. Изд. АН СССР, 1950.
16. Курбатов В. М., Павлыгин Г. Н. Особенности формирования изображения при когерентном освещении. — «ЖНПФК», 1971, т. 16, вып. 1.
17. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Теория поля. — М., «Наука», 1967.
18. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М., «Сов. радио», 1966.
19. Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. П. Электронные умножители. М., Гостехиздат, 1957.
20. Helfinger L. O., Wuecker R. F. Holographic contouring via multifrequency lasers. — «Appl. Phys. Letts», 1969, v. 15, № 1.
21. Holographic generation of contour map of diffusely reflecting surface by using immersion method. — «Jap. J. Appl. Phys.», 1968, v. 7, № 8. Aut.: N. Shiotake, T. Tsuruta, Y. Iton, J. Tsujiuchi, N. Takeda, K. Matsuda.
22. Курбатов В. М., Николаев Ф. Я., Павлыгин Г. Н. Измерение геометрических характеристик объекта по восстановленному голографическому изображению. — В кн.: Труды ВНИИОФИ. Голография. Сер. Б. 1972, вып. 2.

#### К главе 6

1. Waters J. Holographic image synthesis utilizing theoretical methods. — «Appl. Phys. Letts», 1966, v. 9, № 11.
2. Carter W., Dougal A. Field range and resolution in holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1966, v. 56, № 1.
3. Lese L., Hirsch P., Jordan J. Computer generation and reconstruction of holograms. Symposium on modern optics. Polytechnic Inst. of Brooklyn, 1967, March.
4. Carter W. Computational reconstruction of scattering objects from holograms. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, № 3.
5. Develis J., Reynolds G. Theory and wesley. Publ. Co. Inst. Reading Mass., 1967.
6. Lese L., Hirsch P., Jordan J. Computer synthesis of holograms for 3-d display. — «Communications of A.C.M.», 1968, v. VII, № 10.
7. Gabel R., Lin B. Mimization of reconstruction errors with computer generated binary holograms. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 5.
8. Гинзбург В. М., Левин Г. Г., Толпина С. П. Обработка голограмм на ЭЦВМ. — «Метрология», 1971, № 9.
9. Гинзбург В. М., Левин Г. Г., Толпина С. П. Моделирование голографического процесса на ЭВМ. — «Журнал вычисл. мат. и мат. физики», 1972, № 4.
10. Lese L., Hirsch P., Jordan J. The kinoform a new waveform reconstruction device. — «IBM J. Res. Dev.», 1969, v. 13, № 2.
11. Cooley J., Tukey J. An algorithm for machine calculation of complex Fouries series. — «Math. Comput.», 1965, v. 19, № 2.

12. Saftig W. Aliasing im sampled holograms. — «Proc. IEEE», 1968, v. 5, № 1.
13. Курочкин А. П., Троицкий В. И. О дискретной записи комплексных распределений на несущей пространственной частоте. — «Радиотехника и электроника», 1969, № 4.
14. Мещанкин В. М. Об особенностях дискретных голограмм с постоянным шагом. — «Радиотехника и электроника», 1971, т. XVI, № 2.
15. Гинзбург В. М., Левин Г. Г., Толпина С. П. О минимальном числе элементов на дискретных голограммах. — «Радиотехника и электроника», 1971, т. XVI, № 9.
16. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. М., «Наука», 1970.
17. Канторович Л. В., Крылов В. И. Приближенные методы численного анализа. М., «Наука», 1972.
18. Хемминг Р. Численные методы. Пер. с англ. М., «Наука», 1972.
19. Longman J. A method for the numerical evaluation of finite integrals of oscillatory functions. — «Math. Comput.», 1960, v. 14, № 69.
20. Ляшенко В. Ф. Программирование для цифровых вычислительных машин М-20, БЭСМ-4, БЭСМ-3М, М-220. М., «Сов. радио», 1967.
21. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
22. Маршалль А., Франсон М. Структура оптического изображения. Пер. с франц. М., «Мир», 1964.
23. Снеддон И. Преобразования Фурье. Пер. с англ., М., ИЛ, 1955.
24. Моделирование голографического процесса на ЭВМ. — В кн.: Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции «Современное состояние и перспективы высокоскоростной фотографии и кинематографии и метрологии быстропотекающих процессов», ВНИИОФИ, 1972. Авт.: В. М. Гинзбург, Г. Г. Левин, Л. Н. Прохорова, С. П. Толпина.
25. Ласло С. Стандартная программа для вычисления конечных коэффициентов Фурье с помощью быстрого преобразования Фурье. МГУ, вычисл. центр, 1969, вып. 40.
26. Пистолькорс А. А. Разрешающая способность голограмм. — «ДАН СССР», 1967, т. 172, № 2.
27. Ginzburg V., Levin G., Tolpina S. The resolution of discrete holograms. — «Nouvelle revue d'optique appliquee simplement», 1970, v.1, № 2.
28. Billings A. Sampling of signals without d-c component. — «Electronic and radio engineers», 1959, № 2.
29. Харкевич А. А. О теореме Котельникова. — «Радиотехника», 1958, т. 13, № 8.
30. Вендик О. Г. Антенны с немеханическим качением луча. М., «Сов. радио», 1965.
31. Гинзбург В. М., Левин Г. Г., Толпина С. П. Некоторые свойства круговых голограмм. — «Радиотехника и электроника», 1970, т. XV, № 7.
32. Пистолькорс А. А. Разрешающая способность голограмм и теория антенн. — В кн.: Антенны. Под ред. А. А. Пистолькорса, вып. 2, 1967.

#### К главе 7

1. Васильев А. А. Теневые методы. М., «Наука», 1968.
2. Скоков И. В. Многолучевые интерферометры. М., «Машиностроение», 1969.
3. Баженова Т. В., Леонтьева З. С. Способ измерения поля плотностей трехмерного объекта при помощи метода Теплера. — В кн.: Газодинамика и физика горения. М., АН СССР, 1959.
4. Баженова Т. В., Леонтьева З. С., Пушкин В. С. Экспериментальное исследование поля плотностей трехмерной сверхзвуковой струи. — В кн.: Газодинамика и физика горения. АН СССР, 1959.
5. Вертейм Б. А., Остроумов Г. А. К вопросу о выявлении оптических неоднородностей. — «Прикладная математика и механика», 1955, т. 19.



6. Белоцерковский С. М., Сухоруких В. С., Татаренчик В. С. Определение поля плотностей пространственных газодинамических течений на основе оптических методов. — «Журнал прикладной механики и технической физики», 1964, т. 95, № 3.
7. Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Пер. с англ. М., «Мир», 1967.
8. Гинзбург В. М., Филенко Ю. И. Влияние преломления световых лучей при голографической интерферометрии фазовых объектов. — «ЖТФ», 1970, т. 40, № 10.
9. Wolf E. Three-dimensional structure determination of semi-transparent objects from holographic data. — «Optics communications», 1969, v. 1, № 4.
10. Dänliker R., Weiss K. Reconstruction of the three-dimensional refractive index from scattered waves. — «Opt. Commun.», 1970, v. 1, № 7.
11. Rowley P. D. Quantitative interpretation of three-dimensional weakly refractive phase objects using holographic interferometry. — «J. Opt. Soc. Am.», 1969, v. 59, № 11.
12. Junginger H.-G., Haeringen W. V. Calculation of three-dimensional refractive index field using phase integrals. — «Opt. Commun.», 1972, v. 5, № 1.
13. Iwata K., Nagata R. Calculation of three-dimensional refractive-index distribution from interferograms. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, № 1.
14. Berry M. V. and Gibbs D. F. The interpretation of optical projections. — «Proc. Roy. Soc.», A314, Lond., 1970.
15. Tanner L. N. The application of Berry-Gibbs theory to phase objects, using interferometry, holography or schlieren methods. — «J. Sci. Instrum.», 1970, v. 3, № 12.
16. Гельфанд И. М., Граев М. И., Виленкин Н. Я. Интегральная геометрия и связанные с ней вопросы теории представлений. М., ГИФМЛ, 1962.
17. Matulka R. D., Collins D. J. Determination of three-dimensional fields from holographic interferograms. — «J. Appl. Phys.», 1971, v. 42, № 3.
18. Филенко Ю. И., Фадеев В. А., Штейн И. Н. Восстановление объемного распределения показателя преломления. — В кн.: Проблемы голографии. Вып. III, МИРЭА, 1973.
19. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. М., «Наука», 1966.
20. Шилов Г. И. Математический анализ. Конечномерные линейные пространства. М., «Наука», 1969.
21. Sweeney D. W., Vest C. M. Reconstruction of three-dimensional refractive index fields by holographic interferometry. — «Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 1.
22. Golub G. Numerical methods for solving linear least squares problems. — «Numerische mathematik», 1965, № 7.
23. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука», 1971.
24. Фаянс А. М., Яворский Л. П. Некоторые вопросы обработки и расшифровки интерферограмм на ЦВМ. — В кн.: Тезисы конференции по автоматизации научных исследований на основе применения ЭВМ. Новосибирск, 1972.
25. Обработка интерферограмм на ЭВМ. — В кн.: Тезисы конференции по автоматизации научных исследований на основе применения ЭВМ. Новосибирск, 1972. Авт.: М. П. Гришин, В. М. Курбатов, В. П. Маркелов, В. А. Соколов.
26. Исследование двухфазных потоков голографическими методами. — В кн.: Труды ВНИИОФИ, Голография. — 1972, сер. Б., вып. 2. Авт. И. Т. Аладьев, В. М. Гинзбург, Н. Д. Гаврилова, Е. А. Кузнецова, Ю. Ф. Солюянов, В. Я. Царфин.
27. Голографическое исследование взрыва проволоки. — «Теплофизика высоких температур», 1972, т. 10, № 6, Авт.: Е. А. Антонов, Л. Н. Гнатюк, Б. М. Степанов, Ю. И. Филенко, В. Я. Царфин.
28. Кузнецова Е. А., Царфин В. Я. Влияние малых перемещений смотровых окон экспериментальной секции на интерферограммы фазовых объектов. — В кн.: Проблемы голографии, Материалы I Всесоюзной конференции по голограмме. Вып. III, МИРЭА, 1973.
29. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М. Исследование поверхностных деформаций тел с помощью голограммной техники. — «ЖТФ», 1967, 37, № 2.
30. Stetson K. A. A rigorous treatment of fringes of hologram interferometry. — «Optik», 1969, v. 29, № 4.
31. Haines K. A., Holdebrand B. P. Surface-deformation measurement using the wavefront reconstruction technique. — «Appl. Opt.», 1966, v. 5, № 4.
32. Ashton R. A., Slovin D., Gerritsen H. J. Interferometric holography applied to elastic stress and surface corrosion. — «Appl. Opt.» 1971, v. 10, № 2.
33. Welford W. T. Geometrical optics treatment of fringe localization in two-beam hologram interferometry. — «Application de l'Holographie», Besançon, 1970, 4-2.
34. Ennos A. E., Holography and its applications. — «Contemp. Phys.», 1967, v. 8, № 2.
35. Wall M. R. Zero motion fringe-indefication. — «Application de l'Holographie», Besançon, 1970, 4-9.
36. Богомолов А. С., Власов Н. Г., Соловьев Е. Г. Метод усреднения по времени в голографической интерферометрии для неперiodически движущихся объектов. — «Оптика и спектроскопия», 1971, т. 31, № 3.
37. Powell R. L., Stetson K. A. Interferometric vibration analysis by wavefront reconstruction. «J. Opt. Soc. Am.», 1966, № 9.
38. Stetson K. A., Powell R. L. Hologram interferometry. «J. Opt. Soc. Am.», 1966, v. 56, № 9.
39. Neumann D. B., Holography of moving scenes. — «J. Opt. Soc. Am.», 1968, v. 58, № 4.
40. Zambuto M., Lurie M. Holographic measurement of general form of motion. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 9.
41. Abramson N., The holo-diagram: a practical device for making and evaluating holograms. — «Appl. Opt.», 1969, v. 8, № 6.
42. Abramson N. Holo-diagram II: a practical device for information retrieval in hologram interferometry. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 1.
43. Abramson N. The holo-diagram III: a practical device for predicted fringe patterns in hologram interferometry. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 10, 2311.
44. Abramson N. The holo-diagram IV: a practical device for simulating fringe patterns in hologram interferometry. — «Appl. Opt.», 1971, v. 10, № 9.
45. Velzel C. H. F. Fringe contrast and localization in holographic interferometry. — 1970, v. 60, № 3. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, № 3.
46. Ennos A. E. Measurement of in plane surface strain by hologram interferometry. — «J. Sci. Instrum.», 1968, v. 52, № 1.
47. Build D., Jones R. On tri-hologram interferometry and measurement of elastic anisotropies using an adopted. In: Application de l'Holographie. Comptes rendus du Symp. Intern. Besançon, 1970, 5.3.
48. Solland J. E. Holographic interferometry applied to measurements of small static displacements of diffusely reflecting surfaces. — «Appl. Opt.», 1969, v. 8, № 8.
49. Shibayama K., Uchiyama H. Measurements of three-dimensional displacements by hologram interferometry. — «Appl. Opt.», 1971, v. 10, № 9.
50. Archbold E., Burch J. M., Ennos A. E. The application of holography to the comparison of cylinder bores. — «J. Sci. Instrum.», 1967, v. 44, № 7.
51. Богомолов А. С., Штанько А. Е. Исследование термических деформаций в узлах электровакуумных приборов методами голографической интерферометрии. В кн.: Проблемы голографии. Материалы I Всесоюзной конференции по голографии. Тбилиси. Вып. III, МИРЭА 1973.

52. Исследование деформаций и вибраций методом голографической интерферометрии. — «Автоматика», 1971, № 1. Авт.: А. М. Васильев, Л. Д. Гик, А. Г. Козачок, В. Н. Некуряшев, Ю. Е. Нестерихин, Ю. Н. Солодкин.
53. Boone P. M. Determination of three orthogonal displacement components from one double-exposure hologram. — «Optik», 1973, v. 37, № 1.
54. Власов Н. Г., Пресняков Ю. П., Смирнова С. Н. Выделение отдельных компонент вектора деформации в интерференционных измерениях. — «ЖТФ», 1973, № 5.
55. Mauger G. M. Vibration phase measurement by rotationstrobe holography. — «J. Appl. Phys.», 1969, v. 40, № 7.
56. Gori F., Guattari G. Time-ordered double-exposure holography. — «Opt. Commun.», 1972, v. 5, p. 359—369.
57. Archbold E., Burch J. M., Ennos A. E. Recording of in-plane surface displacement by double-exposure speckle photography. — «Optica Acta», 1970, v. 17, № 12.
58. Archbold E., Ennos A. E. Displacement measurement from double-exposure laser photographs. — «Optica Acta», 1972, v. 19, № 4.
59. Leendertz J. A. Interferometric displacement measurement on scattering surfaces utilizing speckle effects. — «J. Sci. Instrum.», 1970, v. 3, № 2.

#### К главе 8

1. Голографическая аппаратура. — «Метрология», 1971, № 9. Авт.: Е. А. Антонов, В. М. Гинзбург, А. А. Золотарев и др.
2. Интерферометрический стол «СИН» для получения и исследования голограмм. — «Оптико-механическая промышленность», 1971, № 8, Авт.: Р. П. Герке, Ю. Н. Денисюк, В. Л. Казак и др.
3. Brindahl O., Shearing Interferometry. — «Progress in Optics», 1965, v. 4, p. 38—81.
4. Власов Н. Г., Пресняков Ю. П. Интерферометрия сдвига диффузно отражающих объектов. — «Квантовая электроника», 1973, № 2 (14), 80—83.
5. Власов Н. Г. Классификация методов голографической интерферометрии в зависимости от диффузных элементов в исследуемых объектах и освещающих их источниках. — «ЖТФ», 1970, т. 40, № 8.
6. Jahoda F. C., Jeffries R. A., Sawyer G. A. Fractional fringe holographic plasma interferometry. — «Appl. Opt.», 1967, v. 6, № 8.
7. Гинзбург В. М., Мещанкин В. М. Измерительная голографическая установка УИГ-3 для СВЧ диапазона. — В кн.: Труды ВНИИОФИ. Голография. Сер. Б, 1972, вып. 2.
8. Ярославский Л. П. Устройство ввода — вывода изображений. М., «Энергия», 1968.
9. Зайдель А. Н., Константинов В. Б., Островский Ю. И. Лазерная резольвметрия. — «ЖНиПФик», 1966, т. 11, вып. 5.

#### К главе 9

1. Гусева И. Н., Меланхолин Н. М., Шнырев Т. Д. Методы исследования неоднородностей показателей преломления кристаллов. В кн.: Методы и приборы для контроля качества кристаллов рубина. Под ред. С. В. Грум-Гржимайло, М., Наука, 1968 с. 59—64.
2. О возможности применения голографической интерферометрии к исследованию кристаллов. — «ДАН СССР», 1971, т. 200, № 5, Авт.: В. М. Гинзбург, И. Н. Гусева, Э. Г. Семенов, Б. М. Степанов, А. С. Сонин.
3. Применение голографии к исследованию кристаллов. — «Метрология», 1971, № 9, с. 11—14. Авт.: В. М. Гинзбург, И. Н. Гусева, Е. Н. Лехциер и др.
4. Применение голографической интерферометрии для наблюдения за состоянием раствора при выращивании кристаллов. — «Кристаллография», 1972, т. 17, № 5, с. 1012—1016. Авт.: В. М. Гинзбург, И. Н. Гусева, В. А. Крамаренко, Б. М. Степанов, А. С. Сонин.

5. Применение голографии в кристаллографии. — В кн.: Труды ВНИИОФИ. Голография. Сер. Б, 1972, вып. 2. Авт.: В. М. Гинзбург, И. Н. Гусева, В. А. Крамаренко, Е. Н. Лехциер, Э. Г. Семенов, А. С. Сонин, Б. М. Степанов.
6. Долодугина В. С., Березина Е. Е. Исследование неоднородностей показателя преломления в лейкокальците. — В кн.: Рост кристаллов. Под ред. Н. Н. Шефталы, М., «Наука», 1965, № 5.
7. Гольдштауб С. Роль диффузии при росте кристаллов. — В кн.: Выращивание монокристаллов. Под ред. Н. Н. Сироты, М., «Металлургия», 1970.
8. Shaefer R. J., Blodgett J. A., Glicsman M. E. Holographic technique in crystal growth. — В кн.: Доклады IV Всесоюзного совещания по росту кристаллов, ч. 2. Ереван, АН Арм. ССР, 1972, стр. 188—196.
- 8а. Механизм и кинетика роста кристаллов, ч. 2. — В кн.: Доклады IV Всесоюзного совещания по росту кристаллов, стр. 247—250. Ереван, Арм. ССР, 1972. Авт.: В. М. Гинзбург, И. Н. Гусева, В. А. Крамаренко и др.
9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. М., «Наука», 1970, с. 112—116.
10. Leith E. N., Upatnieks J. Microscopy by Wavefront Reconstruction. — «J. Opt. Soc. Am.», 1965, v. 55, 981.
11. Vanligten R. F., Osterberg H. Holographic Microscopy. — «Nature», 1966, v. 211, 282.
12. Magill P. J., Wilson A. D. Applications of a Holographic Interference Microscope. — «J. of Appl. Phys.», 1968, v. 39.
13. Bryngdahl O., Lohmann A. Single-Sideband Holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1968, v. 58.
14. Snow K., Wandewarker R. An Application of Holography to Interference Microscopy. — «Appl. Opt.», 1968, v. 7, p. 549.
15. Голографическая интерференционная микроскопия биологических клеток. — «ДАН СССР», 1972, т. 202, № 2, с. 313. Авт.: В. М. Гинзбург, Э. Г. Семенов, С. Н. Смирнова, Б. М. Степанов.
16. Применение голографии в биологии. — В кн.: Труды ВНИИОФИ. Голография. Сер. Б, 1972, вып. 2. Авт.: В. М. Гинзбург, Э. Г. Семенов, С. Н. Смирнова, Б. М. Степанов.
17. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. М., «Наука», 1970, с. 533—602.
18. Mallick S. Measurement of degree of coherence in nonmonochromatic light. — «Appl. Opt.», 1968, v. 8, № 12.
19. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г. О голографической регистрации картины временной когерентности цуга волны импульсного источника излучения. — «Оптика и спектроскопия», 1969, 26, № 3, с. 413—420.
20. Vlasov N. G., Soloviev E. G. Hologram as a shearing interferometer. — In: «Application de l'holographie», Comptes Rendus du Simp. Intern. Besancon, 1970, 3—10.
21. Powe S. H., Welford W. T. Surface topography on nonoptical surface by projected interference fringes. — «Nature», 1967, v. 216, № 5117.
22. Вольф Э., Мандель Л. Когерентные свойства оптических полей. — УФН, 1966, 88, № 4.
23. Физика тонких пленок. Пер. с англ., т. IV, 1968.
24. Эллипсометрия поглощающих пленок. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 32. Авт.: Л. В. Семенов, К. К. Свитешев, А. И. Семенов, В. К. Соколов.
25. О процессах, определяющих состав двумерной окисной пленки на поверхности молибдена. — ЖТФ, т. 42, вып. 11. Авт.: В. Я. Колот, В. И. Татусь, В. Ф. Рыбалко и др.
26. Сознев А. С. Исследование тонких пленок методами голографии. — «Метрология», 1971, № 9.
27. Кузнецова Е. А., Царфин В. Я. Голографический интерферометр с юстируемыми плечами. — «ЖТФ», 1972, т. 17, вып. 11.
28. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Об использовании оптических систем и метода голографии для восстановления диаграмм направленности ант-

- тены СВЧ по измерениям поля в зоне Френеля. — «ДАН СССР», 1966 г. т. 171, № 6.
29. Применение методов когерентной оптики и голографии к задачам антенной техники и обработки информации. — В кн.: Антенны. Под ред. А. А. Пистолькорса, 1967, вып. 2, с. 33—38. Авт.: Л. Д. Бахрах, О. П. Владимирова, А. П. Курочкин, Г. А. Соболев, Г. Х. Фридман.
  30. Курочкин А. П. Оптическое моделирование антенны СВЧ. — «Радиотехника и электроника», 1968, т. 13, № 7.
  31. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Применение преобразования свертки при оптическом моделировании антенн СВЧ, восстановлении диаграмм направленности и характеристик рассеяния. — «Радиотехника и электроника», 1969, т. 14, № 6.
  32. Решение задачи синтеза антенн при помощи когерентной оптической системы. — В кн.: Антенны. Под ред. А. А. Пистолькорса. Вып. 5, 1969, с. 47—57. Авт.: Л. Д. Бахрах, Ю. А. Колосов, А. П. Курочкин, В. И. Троицкий.
  33. Wolf E. Determination of the amplitude and phase of scattered fields by holography. «J. Opt. Soc. Am.», 1970, № 1, p. 18—28.
  34. Гинзбург В. М., Мещанкин В. М. Измерение амплитудно-фазовых распределений радиополей методами голографии. — «Радиотехника и электроника», 1973, т. 18, № 2.

#### К главе 10

1. Маршак И. С. Импульсные источники света. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
2. Долгов Г. Г., Мандельштам С. Л. Плотность и температура газа в искровом разряде. — «ЖЭТФ», 1953, т. 24, в. 6.
3. Интерферометрические измерения параметров импульсного ксенонового разряда. — «Радиотехника и электроника», 1969, № 11. Авт.: А. А. Бакеев, Т. П. Нарожная, Р. Е. Ровинский, Н. В. Чебуркин.
4. J a h o d a F. C. Submicrosecond holographic cine—interferometry of transmission objects. — «Appl. Phys. Letts.», 1969, v. 14, № 11.
5. Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л. Голографическое исследование лазерной искры. — «ЖТФ», 1970, т. 40, вып. 5.
6. An Interferometric holographic investigation of the pulsed discharge plasma. — «Phys. Letts.», 1967, v. 25, № 1. Авт.: Yu V. Ashcheulov, A. D. Dymnikov, Yu I. Ostrovsky, A. N. Zaidel.
7. Новые фотографические слои высокого разрешения и их исследование методом голографической резольвотрии. — «ДАН СССР», 1969, т. 185, в. 3. Авт.: Ю. А. Быковский, А. И. Ларкин, А. А. Маркилов, В. В. Рябова, Д. М. Самойлович.
8. О несимметричном распределении плотности частиц в газоразрядной плазме. — «Радиотехника и электроника», 1971, № 7. Авт.: В. М. Гинзбург, В. К. Демкин, Г. И. Рукман, Б. М. Степанов, Ю. И. Филенко.
- 8а. Гинзбург В. М., Степанов Б. М., Филенко Ю. И. Исследование разряда в импульсных лампах голографическим методом. — «Радиотехника и электроника», 1972, т. 17, № 10.
9. Душин А. А., Павличенко О. С. Исследование плазмы с помощью лазеров. М., Атомиздат, 1968.
10. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М., Атомиздат, 1964.
11. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М., Атомиздат, 1968.
12. Андреева С. И., Гаврилов В. Е. Исследование процесса установления температуры и плотности плазмы по объему разрядной трубки. — «ЖПС», 1971, т. 14, в. 2.
13. Розанов А. Г. О точности интерферометрического метода исследования плазмы в условиях нагрева оптических элементов. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, в. 6.

14. Buntzen R. R. The use of exploding wires in the study of small-scale underwater explosions. — In: Exploding wires, v. 2. Ed. by W. G. Chace and H. K. Moore, New York, 1962.
15. Chace W. G., Levine M. A. Classification of a wire explosions. — «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, № 2.
16. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Голографическая диагностика плазмы. — ЖТФ, 1968, т. 38, вып. 9, с. 1405—1419.
17. Bennett F. D., Carter W. C., Bergdalt V. E. Interferometric analysis of airflow about projectiles in free flight. — «J. Appl. Phys.», 1952, v. 23, № 4.
18. Применение боковой подсветки при голографировании малых объектов. — «Приборы и техника эксперимента», 1972, № 6. Авт.: В. М. Гинзбург, Е. А. Кузнецова, Ю. Ф. Солуянов, В. Я. Царфин.
19. Исследование двухфазных потоков голографическими методами. — В кн.: Труды ВНИИОФИ. Голография. Сер. Б. 1972, вып. 2. Авт.: Е. А. Антонов, И. Т. Аладьев, В. М. Гинзбург, Н. Д. Гаврилова, Е. А. Кузнецова, Ю. Ф. Солуянов, В. Я. Царфин.
20. Кузнецова Е. А., Степанов Б. М., Царфин В. Я. Голографическая съемка быстротекущих процессов парными импульсами излучения. — «Приборы и техника эксперимента», 1972, № 6.
21. Применение методов голографии для исследования двухфазных потоков. — «Теплоэнергетика», 1973, № 7, Авт.: И. Т. Аладьев, Н. Д. Гаврилова, В. М. Гинзбург, Е. А. Кузнецова, Ю. Ф. Солуянов, В. Я. Царфин.
22. О возможности применения методов голографии для исследования впрыска топлива в дизелях. — «Тракторы и сельхоз. машиностроение», 1973, № 7. Авт.: В. М. Гинзбург, Э. В. Мороз, Е. А. Кузнецова, Ю. Я. Фомин, В. Я. Царфин.
23. Siebert L. D. Large-scene front-lighted hologram of a human subject. — «Proc. IEEE», 1968, v. 56, № 7.
24. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г. Голограммный портрет человека. — «ЖНИПФик», 1970, т. 15, вып. 2.
25. Ansley D. A. Techniques for pulsed laser holography of people. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, № 4.
26. Wiggins R. L., Vaughan K. D., Friedmann G. V. Holography using a fundus camera. — «Appl. Opt.», 1972, v. 11, № 1.
27. Филенко Ю. И. Получение голограммных портретов на серийной установке. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, № 3.
28. Филенко Ю. И. Голограммный портрет, восстанавливаемый в белом свете. — «ЖНИПФик», 1972, № 3.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аберрации 138  
 Амплитуда 15  
 Беззвонная камера 74, 90  
 Ввод (вывод) изображений в ЦВМ 280  
 Вектор перемещения 238, 271  
 Видимость распределения интенсивности излучения 19, 23, 31, 40, 46  
 Волна квазимонохроматическая 29  
 — монохроматическая 15  
 — опорная, имитация наклонного падения 101  
 — — искусственное формирование 86, 98  
 — — угол падения 66, 72, 79, 89, 99  
 — — частоты, неравной частоте сигнала 99, 102, 111  
 Волновой вектор 15  
 Воспроизведение формы объекта 179  
 Восстановление волнового фронта 6  
 — голограмм на ЭВМ 189  
 Гармонические колебания оптических элементов 41  
 — — влияние на видимость 41  
 Глубина сцены 35  
 — — ограничение 36  
 Голограмма динамическая 114  
 — дискретизация 81, 91, 130, 203  
 — интенсивности 241  
 — интерферометр 316  
 — квантование 203, 209  
 — круговая 198  
 — неэквидистантная 198  
 — свойства 6  
 — синтезированная на ЭВМ 180, 184  
 — сфокусированных изображений 343  
 — схемы получения 109, 127, 251, 342  
 — — во встречных лучах 342  
 — — отражающих объектов 35, 264  
 — — протяженных объектов 265  
 — — фазовых объектов 36, 262  
 — фотообработка 269  
 — эквидистантная 190  
 Голография 6  
 — в СВЧ диапазоне 61, 109  
 — методы 13  
 — оптическая 15  
 — практические применения 7  
 — с помощью ЭВМ 179, 195  
 Длина волны 18  
 Длительность экспозиции 39, 46  
 — — ограничение 47  
 Доплера эффект 69, 111  
 Допустимая скорость движения объекта 52  
 Жидкие кристаллы 115, 122  
 Запоздывание времени 31  
 Затвор пассивный 245  
 Измерение параметров объекта:  
 — — интерферометрическим методом 163  
 — — методом вибрирующей диафрагмы 153  
 — — — реальной марки 145  
 — — — точность 142  
 — — — установка УОГ-1 277  
 Изображения, восстановленные в реальном времени 114  
 — главные 83, 95  
 — действительные 67  
 — искажения 67, 73, 79, 85, 108  
 — истинные 66, 73, 77, 84  
 — масштаб 66, 73, 77, 95, 112  
 — мнимые 67  
 — побочные 83, 96, 98  
 — сопряженные 65, 84  
 — фокусировка 65, 73, 77, 84, 95, 112  
 Интенсивность излучения 16  
 — распределение 19, 22, 30, 40, 46  
 Интерференционная картина 18  
 Интерференция волн квазимонохроматических 29  
 — — монохроматических 15  
 — — ограниченных по длительности 47  
 — — различной частоты 44  
 Интерферограмма голографическая диффузно отражающих объектов 235, 265  
 — — методы получения 344  
 — — фазовых объектов 212, 264  
 Интерферометр сдвига 270  
 Искра лазерная 78, 120  
 Исследование двухфазных потоков 331  
 — деформаций диффузно отражающих объектов 309  
 — живых клеток 306  
 — искусственных кристаллов 290  
 — когерентности ртутной лампы 309  
 — подачи топлива в дизелях 337  
 — разряда в импульсных лампах 322  
 — распределения радиополей 318  
 — стекловолокна 298  
 — тонких пленок 314  
 — электрического взрыва проволоки 327  
 Квазиоптические системы 61, 73  
 Керра ячейка 114  
 Кирхгофа интеграл 180, 185, 193  
 Когерентность 33, 309  
 Контурные карты 173, 272  
 Корреляция 86  
 — — интенсивности 243  
 Котельникова теорема 93  
 Метод анализа интерферограмм фазовых объектов 212  
 — — отражающих объектов 235  
 — — возмущенного поля 77, 83, 96, 120  
 — — двойной экспозиции 264  
 — — получения голограмм 342  
 — — интерферограмм 344  
 — преобразования информации 347  
 — съем информации 346  
 Нелинейная обработка 104, 107  
 — среда 127  
 Перенос энергии 18  
 Показатель преломления  
 — — методы восстановления 212  
 Поляризация линейная 24  
 — — влияние на видимость 23  
 — — круговая 24  
 — — плоскость 16  
 — — эллиптическая 20  
 Преобразование Радона 217  
 — Фурье быстрое 185, 193  
 Приближение Френеля 97, 186, 193  
 — Фраунгофера 185, 193  
 Приемник квадратичный 89  
 — — перемножитель 88, 100  
 Пространственная частота 37, 199, 204  
 — — ограничение 37  
 Разность хода 30  
 Разрешающая способность 69, 77, 106  
 Разряд в газе 78, 118, 120  
 Скалирование 69, 80, 128  
 — механическое 70, 78  
 — последовательное 75, 81  
 — синхронное 71, 81, 89, 96  
 — смешанное 78, 80  
 — электрическое 70, 78, 80  
 Соотношения проективного преобразования 135  
 Спектр пространственный 204  
 — форма лоренцова 32  
 — — гауссова 32  
 Узлов плоскости 17  
 Уменьшение голограммы 66, 73, 128  
 Установки голографические 245, 255  
 Устройства ввода (вывода) изображений 280  
 Фазз волни 16  
 Фазовые искажения 68, 72, 77  
 Фотоматериалы 123, 268  
 Частота отсчетов 205, 210

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
<b>Глава 1. Голография в измерительной технике . . . . .</b>	<b>6</b>
1.1. Применения голографии . . . . .	6
1.2. Методы и средства голографии . . . . .	13
<b>Глава 2. Оптическая голография . . . . .</b>	<b>15</b>
2.1. Интерференция монохроматических волн . . . . .	15
2.2. Влияние поляризации излучения при интерференции волн . . . . .	20
2.3. Интерференция квазимонохроматических волн . . . . .	29
2.4. Голографирование стационарных объектов . . . . .	34
2.5. Интерференция монохроматических волн, имеющих различные частоты . . . . .	44
2.6. Интерференция волн, ограниченных по длительности . . . . .	47
2.7. Особенности голографирования динамических объектов и нестационарных процессов . . . . .	51
2.8. Методы голографирования динамических объектов и нестационарных процессов . . . . .	54
<b>Глава 3. Особенности СВЧ голографии . . . . .</b>	<b>62</b>
3.1. Основные направления СВЧ голографии . . . . .	62
3.2. Квазиоптические системы . . . . .	63
3.3. Системы со сканированием . . . . .	69
3.4. Дискретизация голограмм. Эквидистантные голограммы . . . . .	81
3.5. Неэквидистантные голограммы . . . . .	91
3.6. Особенности формирования опорной волны в системах с радиоприемными устройствами . . . . .	98
3.7. Голографирование с нелинейной обработкой сигнала . . . . .	104
<b>Глава 4. Голографические системы СВЧ диапазона . . . . .</b>	<b>109</b>
4.1. Регистрация СВЧ голограмм при помощи матричных радиоприемных устройств с коммутатором . . . . .	109
4.2. Система голографической регистрации перемещающихся объектов с одновременным определением их скоростей . . . . .	111
4.3. Системы голографической регистрации с получением восстановленного изображения в реальном масштабе времени . . . . .	114
4.4. Системы регистрации СВЧ голограмм с использованием разряда в газе . . . . .	118
4.5. Непрерывные среды для регистрации СВЧ полей . . . . .	121
4.6. Записывающие устройства в системах СВЧ голографии . . . . .	127
<b>Глава 5. Измерения геометрических параметров объектов по голографическим изображениям . . . . .</b>	<b>132</b>
5.1. Методы измерений . . . . .	132
5.2. Соотношения проективного преобразования в голографии и искажения изображения . . . . .	135
5.3. Метод измерения посредством реальной марки . . . . .	145
5.4. Метод вибрирующей диафрагмы . . . . .	153
5.5. Методы голографической интерферометрии для измерения трехмерных объектов . . . . .	163
<b>Глава 6. Цифровая голография . . . . .</b>	<b>179</b>
6.1. Алгоритм синтеза голограмм сложных объектов . . . . .	180

6.2. Алгоритм восстановления голограмм . . . . .	186
6.3. Алгоритм моделирования голографического процесса на ЭВМ . . . . .	195
6.4. Дискретизация и квантование голограмм и критерий выбора минимального числа отсчетов на голограмме . . . . .	203
<b>Глава 7. Методы анализа голографических интерферограмм . . . . .</b>	<b>212</b>
7.1. Методы восстановления объемного распределения показателя преломления фазовых объектов . . . . .	212
7.2. Восстановление объемного распределения показателя преломления фазовых объектов методом решения несовместной переопределенной системы алгебраических уравнений . . . . .	220
7.3. Влияние смещения смотровых окон на интерферограммы фазовых объектов . . . . .	230
7.4. Методы анализа интерферограмм диффузно отражающих объектов . . . . .	235
7.5. Выделение отдельных проекций вектора перемещения оптической фильтрацией . . . . .	240
<b>Глава 8. Голографическая аппаратура . . . . .</b>	<b>245</b>
8.1. Голографическая измерительная установка для регистрации быстропротекающих процессов в оптическом диапазоне (УИГ-1М) [1] . . . . .	245
8.2. Голографические установки для исследования стационарных объектов и медленнопротекающих процессов . . . . .	255
8.3. Интерферометр сдвига СИ-2 . . . . .	270
8.4. Установка для регистрации СВЧ голограмм (УИГ-3). . . . .	273
8.5. Установка для измерений по восстановленному голографическому изображению (УОГ-1) . . . . .	277
8.6. Устройство УОГ-2 для ввода (вывода) изображений в ЦВМ типа БЭСМ-4 . . . . .	280
8.7. Вспомогательная аппаратура . . . . .	285
<b>Глава 9. Применение оптической голографии для исследования стационарных объектов и медленнопротекающих процессов . . . . .</b>	<b>290</b>
9.1. Исследование искусственных кристаллов . . . . .	290
9.2. Контроль качества и процесса вытягивания стекловолокна . . . . .	298
9.3. Исследование живых клеток . . . . .	306
9.4. Исследование деформаций поверхности диффузно отражающих объектов . . . . .	309
9.5. Исследование когерентности ртутной лампы сверхвысокого давления . . . . .	309
9.6. Исследование тонких пленок . . . . .	314
9.7. Измерение амплитудно-фазовых распределений радиополей методами голографии . . . . .	318
<b>Глава 10. Применение оптической голографии для исследования динамических объектов и быстропротекающих процессов. . . . .</b>	<b>322</b>
10.1. Исследование разряда в импульсных лампах . . . . .	322
10.2. Исследование электрического взрыва проволочек . . . . .	327
10.3. Исследование двухфазных (газожидкостных) потоков . . . . .	331
10.4. О возможности исследования процессов подачи топлива в дизелях . . . . .	337
10.5. Получение голограммных портретов . . . . .	340
<i>Приложение 1. Области применения голографических методов при использовании когерентных источников облучения . . . . .</i>	<i>342</i>
<i>Приложение 2. Области применения методов съема и обработки голографической информации. . . . .</i>	<i>345</i>
<i>Приложение 3. Регистрация СВЧ голограмм методами сканирования . . . . .</i>	<i>349</i>
<i>Список литературы . . . . .</i>	<i>356</i>
<i>Предметный указатель . . . . .</i>	<i>374</i>