

АКАДЕМИЯ НАУК ССР

Ю. И. ОСТРОВСКИЙ

ГОЛОГРАФИЯ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ЛЕНИНГРАД — 1973

**СЕРИЯ «ПРОБЛЕМЫ НАУКИ
И ТЕХНИЧЕСКОГО ПРОГРЕССА»**

О $\frac{0232-1120}{042(02)-73}$ 21-73 (п. п.)

© Издательство «Наука» 1973

ГОЛОГРАММА И ЕЕ СВОЙСТВА

§ 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ГОЛОГРАФИИ

Голография — это способ регистрации и последующего восстановления волн, изобретенный Деннисом Габором в 1948 г. [1—3]. Волны могут быть при этом любые — световые, рентгеновские, корпускулярные, акустические и т. д.

Слово «голография» происходит от греческого ὅλος, что означает «весь», «целый». Этим изобретатель голографии хотел подчеркнуть, что в голографии регистрируется полная информация о волне — как амплитудная, так и фазовая.)

В обычной фотографии регистрируется лишь распределение амплитуды (точнее, ее квадрата) в двухмерной проекции объекта на плоскость фотоснимка. Поэтому, рассматривая фотографию под разными углами, мы не получаем новых ракурсов, не можем, например, увидеть, что делается за предметами, расположенными на переднем плане.

Голограмма же восстанавливает не двумерное изображение предмета, а поле рассеянной им волны. Смещая точку наблюдения в пределах этого волнового поля, мы видим предмет под разными углами, ощущая его объемность и реальность.

Физическая основа голографии — учение о волнах, их интерференции и дифракции, зародившееся еще в 17 в. при Гюйгенсе. Уже в начале 19 в. Юнг, Френель и Фраунгофер располагали достаточными познаниями, чтобы сформулировать основные принципы голографии. Этого, однако, не случилось вплоть до работ Габора, хотя многие

ученые во второй половине 19 и начале 20 в. — Кирхгоф, Рэлей, Аббе, Липман, Вольфке, Берш и Брэгг — под-



Изобретатель голографии профессор Деннис Габор,
лауреат Нобелевской премии 1971 г.

ходили к принципам голографии достаточно близко. Можно было бы объяснить это тем, что они не имели технических средств, необходимых для практической реали-

зации голографии. Однако это не так: изобретатель голографии Габор в 1947 г. также не имел еще лазера и делал свои первые опыты со ртутной лампой в качестве источника света. И тем не менее Габор смог с полной определенностью сформулировать идею восстановления волнового фронта и указать метод ее осуществления. Несмотря на это, трудности, связанные с получением голограмм, оставались столь существенными и развитие голографии шло так медленно, что к 1963 г. сам Габор «почти забыл о ней» [4].

В 1963 г. американцы Э. Лейт и Ю. Упатниекс впервые получили лазерные голограммы [5]. За год до этого они предложили свою «двухлучевую схему» [6], значительно усовершенствовавшую исходную схему Габора.

Одним из важнейших этапов в развитии голографии являются работы Ю. Н. Денисюка, предложившего в 1962 г. регистрировать голограммы в трехмерных средах [7—11]. С этого времени голография стала по-настоящему бурно развиваться, и сейчас ежегодно публикуется до 1000 работ в этой области.

В соответствии с принципом Гюйгенса—Френеля действие исходной, первичной, волны в произвольной точке *A* можно заменить действием виртуальных источников, расположенных на достаточно обширной, удаленной от точки *A* поверхности. Эти источники должны колебаться с той амплитудой и той фазой, которые заданы дошедшей до них первичной волной, рассеянной каким-либо предметом (рис. 1). Выбрав соответственным образом эти источники, можно забыть о первичной волне. Элементарные сферические волны, испускаемые вторичными источниками, интерферируя, восстановят за поверхностью копию первичного волнового поля. Глаз или любой другой приемник не сможет отличить эту копию от поля волны, рассеянной самим предметом, и наблюдатель, таким образом, увидит мнимое изображение этого предмета, хотя он уже давно убран.

Если представить себе экран, покрытый светочувствительным слоем, который реагирует на амплитуду первичной волны своей прозрачностью, а на фазу — своей толщиной или показателем преломления, то, убрав первичную волну и осветив такой амплитудно-фазовый экран монохроматическим источником света, мы восстановили бы исходное волновое поле.

Такой опыт был проделан в начале 20 в. Майкельсоном [12]. На рис. 2 представлен результат этого опыта. Майкельсон взял в качестве источника щель, освещенную монохроматическим светом (рис. 2, а). В дальней (фраунгоферовой) зоне она дает дифракционную картину распределения амплитуды, описываемую функцией вида $(\sin x)/x$ (рис. 2, б). При переходе через нуль фаза волны

меняется на π . В соответствии с этим Майкельсон изготовил фазовую пластинку, вытравив на стекле углубле-

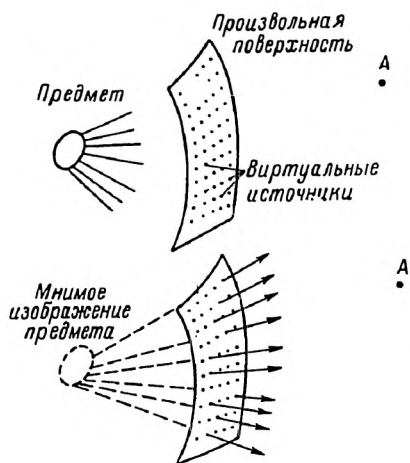


Рис. 1. Принцип Гюйгенса—Френеля.

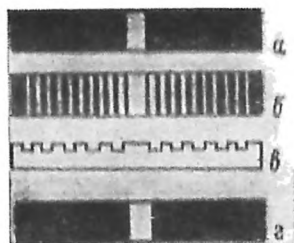


Рис. 2. Опыт Майкельсона.

ния соответствующей ширины и глубины (рис. 2, в). Затем, поставив на пути пучка света позитив дифракционной картины с распределением амплитудного пропускания вида, показанного на рис. 2, б, сложенный с фазовой пластинкой, Майкельсон получил в дальней зоне восстановленное исходное изображение щели (рис. 2, в). Это не что иное, как первый опыт по регистрации и восстановлению световой волны, базирующийся непосредственно на принципе Гюйгенса—Френеля.

Однако следует иметь в виду, что Майкельсон не напрасно выбрал исходную волну такого простого вида — волну, для которой амплитудно-фазовое распределение хорошо известно. Дело в том, что он не имел фазочувствительного материала и не умел регистрировать фазу. Майкельсон вынужден был *рисовать* фазовую пластинку,

пользуясь хорошо известным теоретическим распределением.

Возникает вопрос, является ли это обстоятельство трудностью технической или принципиальной. Не даст ли технический прогресс возможности создания фазочувствительных поверхностей, которые таким образом смогут решить проблему? На этот вопрос следует ответить отрицательно [13]. Дело в том, что светочувствительный материал в принципе не может реагировать сам по себе на фазу падающей на него волны. Чувствовать фазу может только такая среда, в которой происходит независимый от регистрируемой волны колебательный процесс той же частоты, но с известным распределением фазы.

Такая «хронизованная» фотоэмульсия сможет производить сравнение фазы регистрируемой волны в каждой точке с фазой «внутреннего стандарта». Для этого необходима регистрация пространственного распределения интенсивности за время порядка 10^{-16} сек. (за долю периода световых колебаний). Однако такая кратковременная экспозиция невозможна не только технически, но и в принципе, поскольку в соответствии с соотношением неопределенности частотный интервал, занимаемый световым импульсом столь малой длительности, огромен и теряется пространственно-временная периодичность световых колебаний.

В радио- и акустическом диапазонах, где имеют дело с колебаниями значительно большего периода, «мгновенная» регистрация пространственного распределения интенсивности волнового поля возможна. В оптике остается другой путь (которым пошел Габор) — послать в плоскость регистрации еще одну, так называемую опорную волну с известным распределением фазы. Если эта волна когерентна с регистрируемой волной, в плоскости регистрации образуется интерференционный узор, контраст которого определяется распределением интенсивности регистрируемой волны, а частота и форма полос — фазовым рельефом. Поэтому на фотопластинке-голограмме оказалась записанной не только амплитуда, но и фаза световой волны.

Опорный пучок, таким образом, «останавливает» в пространстве световую волну. Волны, окружающие объект, можно теперь регистрировать сколь угодно долго, по-

сколько пространственное распределение интенсивности в этом случае стабильно.

Этот способ регистрации особенно ценен потому, что он допускает удивительно простое восстановление исходной волны. Оказывается, что достаточно направить на зарегистрированную структуру волну, служившую при записи опорной, как за голограммой восстановится исходное волновое поле.

Интерференция света

Итак, голограмма — это интерференционная картина, образованная волной от предмета и опорной волной. Поэтому нам кажется уместным предварить описание

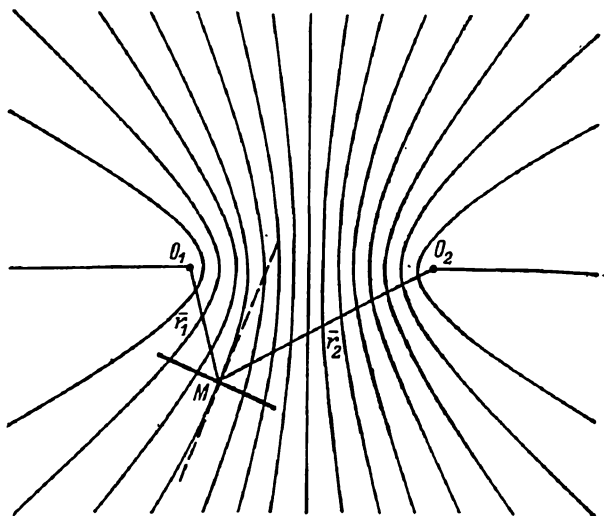


Рис. 3. Стоячие световые волны, образованные в пространстве, окружающем два точечных когерентных источника O_1 и O_2 .

основных свойств голограмм краткими элементарными сведениями по интерференции света.*

Ограничимся вначале рассмотрением простейшего случая — поля взаимодействия световых волн, исходящих

* Подробнее см. [14—16].

из двух точечных монохроматических источников O_1 и O_2 , находящихся в изотропной среде (рис. 3). Пусть испускаемые ими световые волны поляризованы в одной плоскости* и имеют одинаковую частоту ν (и круговую частоту $\omega=2\pi\nu$). Тогда в произвольной точке M световые колебания будут описываться уравнениями

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega t + \varphi_2). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь A_1 — амплитуда волны, дошедшей от O_1 в точку M ;

$$\varphi_1 = \varphi_{01} - 2\pi r_1/\lambda,$$

где φ_{01} — начальная фаза волны, испущенной точкой O_1 , а $2\pi r_1/\lambda$ — запаздывание этой волны по фазе на пути от источника O_1 до точки M . Обозначения для второй волны аналогичны.

Результирующее колебание в точке M может быть найдено сложением x_1 и x_2 :

$$\begin{aligned} x &= A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \cos(\omega t + \varphi_2) = \\ &= A \cos(\omega t + \varphi), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (2a)$$

$$\varphi = \arctg \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}. \quad (2b)$$

Любой приемник света обладает инерционностью и может регистрировать интенсивность за время значительно большее, чем период световых колебаний. Поэтому всегда регистрируется среднее значение интенсивности за много периодов. Если источники O_1 и O_2 совершенно независимы, а инерционность приемника велика, то среднее значение $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ за время регистрации будет равно нулю, и из уравнения (2a) мы имеем

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2. \quad (3)$$

В этом случае говорят, что волны *некогерентны*.

Уравнение (3) показывает, что в случае некогерентных волн суммируются создаваемые ими освещенности.

* Электрический вектор перпендикулярен плоскости чертежа.

Это мы наблюдаем каждый раз, освещая комнату двумя или несколькими электролампочками.

Если значение $\varphi_{01}-\varphi_{02}$ не меняется во времени, то волны *когерентны*. При этом в соответствии с формулой (2а) суммируются не освещенности, а амплитуды световых колебаний с учетом фазовых соотношений между ними. Там, где волны встречаются в одной фазе

$$\begin{aligned}\varphi_1 - \varphi_2 = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \quad \pm 2k\pi, \\ k = 0, 1, 2,\end{aligned}\quad (4)$$

амплитуды их складываются:

$$A = A_1 + A_2.$$

Там, где волны встречаются в противофазе

$$\begin{aligned}\varphi_1 - \varphi_2 = \pm \pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi, \quad \pm (2k + 1)\pi, \dots, \\ k = 0, 1, 2,\end{aligned}\quad (5)$$

их амплитуды вычитаются:

$$A = A_1 - A_2.$$

В пространстве образуется система неподвижных (стоячих) волн, максимумам которых (пучностям) соответствует условие (4), а минимумам (узлам) — условие (5).

Какова же форма поверхностей пучностей и поверхностей узлов? Нетрудно видеть, что, положив $\varphi_{01}=\varphi_{02}=0$, условие (4) для поверхностей пучностей можно переписать в виде

$$\begin{aligned}r_1 - r_2 = k\lambda, \\ k = 0, \pm 1, \pm 2,\end{aligned}\quad (6)$$

Выражение (6) является уравнением системы гиперboloидов вращения с осью вращения O_1O_2 .

Общее число гиперboloидов пучностей $N_{\text{пуч}}$ нетрудно вычислить, имея в виду, что r_1-r_2 не превышает отрезка a — расстояния между источниками O_1O_2 . Поэтому $k_{\text{макс}} = a/\lambda$ и $N_{\text{пуч}} = 2(a/\lambda) + 1$. Аналогично для поверхностей узлов уравнение семейства гиперboloидов

$$\begin{aligned}r_1 - r_2 = \frac{2k + 1}{2}\lambda, \\ k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots\end{aligned}\quad (7)$$

и полное число гиперболических узловых поверхностей $N_{\text{узл}} = 2 \frac{a}{\lambda}$. Плоскости, касательные к поверхностям узлов и пучностей в каждой точке пространства, делят пополам угол 2α между векторами $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$, т. е. содержат биссектрису этого угла. Расстояния между соседними гиперболами будут наименьшими на отрезке O_1O_2 . Здесь поверхности пучностей эквидистантны, а расстояния d между ними, как следует из (6), равны

$$d = \frac{\lambda}{2}. \quad (8)$$

Соответствующая пространственная частота структуры будет

$$\nu = \frac{1}{d} = \frac{2}{\lambda}. \quad (9)$$

В общем случае

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \quad (10)$$

и

$$\nu = \frac{2 \sin \alpha}{\lambda}. \quad (11)$$

Очевидно, что для случая, реализуемого на отрезке O_1O_2 ($\alpha = \frac{\pi}{2}$), формулы (10), (11) имеют вид (8), (9).

Формулы (10), (11), определяя пространственную частоту интерференционной структуры, задают тем самым необходимое пространственное разрешение приемника, регистрирующего эту структуру, или же, наоборот, при заданном пространственном разрешении приемника определяют область интерференционного поля (рис. 3), где его структура может быть разрешена.

Контраст структуры будет определяться амплитудами интерферирующих волн:

$$K = \frac{E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}}}{E_{\text{макс}} + E_{\text{мин}}} = \frac{(A_1 + A_2)^2 - (A_1 - A_2)^2}{(A_1 + A_2)^2 + (A_1 - A_2)^2}. \quad (12)$$

Отсюда после несложных алгебраических преобразований имеем

$$K = \frac{2\sqrt{p}}{1+p}, \quad (13)$$

где $p=A_1^2/A_2^2$ — отношение интенсивностей интерферирующих волн. Нетрудно видеть, что контраст структуры максимален и равен единице при $p=1$, т. е. при равенстве интенсивностей интерферирующих пучков.

Итак, для идеального случая, изображенного на рис. 3, при регистрации интерференции предъявляются требова-

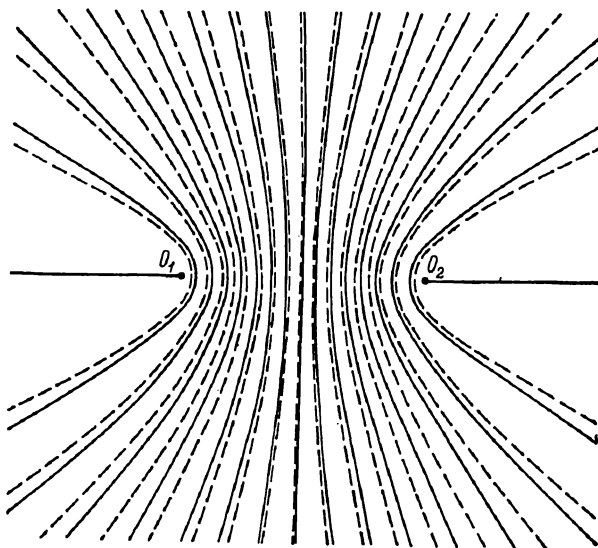


Рис. 4. Случай источников, излучающих на двух частотах.

ния лишь к пространственной разрешающей способности приемника. Кроме того, мощность источников и чувствительность приемника должны быть достаточны для регистрации разности сигналов, соответствующих контрасту интерференционной структуры в данной точке поля.

Рассмотрим теперь случай неидеальных источников O_1 и O_2 . Пусть каждый из них излучает с одинаковой мощностью на двух частотах ν' и ν'' (соответствующие длины волн λ' и λ''). Сохраним пока остальные ограничения: источники по-прежнему являются точечными и на каждой из частот излучают с постоянной, равной нулю, разностью фаз.

Нетрудно видеть, что в пространстве, окружающем O_1 и O_2 , теперь будут наблюдаться две системы неподвижных гиперболоидов, одна из которых соответствует λ' , другая — λ'' (рис. 4). Однако положение только одной из этих поверхностей пучностей, а именно соответствующей $k=0$, будет совпадать для обеих длин волн. Остальные поверхности сдвинутся одна относительно другой тем сильнее, чем больше k и $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda''$ (рис. 4). Поэтому по мере увеличения k контраст наблюдаемых полос убывает и достигнет нуля, когда поверхность пучностей для одной длины волн совпадает с поверхностью узлов для другой. В соответствии с формулами (6) и (7) для этого условия будем иметь

$$k\lambda' = \frac{2k+1}{2}\lambda'',$$

откуда

$$k = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda''}{\lambda' - \lambda''} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (14)$$

При дальнейшем увеличении разности хода интерференционная структура вновь появится, достигнет максимального контраста при $k = \lambda/\Delta\lambda$, снова пропадет при $k = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ и т. д.

Условие (14) является определяющим при расчете требуемой монохроматичности источника света, максимальной разности хода, допустимой при установке данного источника, а также при выборе спектрального разрешения приемника, необходимого для регистрации интерференционной структуры.

Если мы предположим, что источники света O_1 и O_2 излучают в интервале λ' , λ'' сплошной спектр постоянной яркости, то структура интерференционного поля исчезнет, когда поверхности пучностей, образованных монохроматическими компонентами, на которые можно разбить интервал λ' , λ'' , целиком заполнят все промежутки между поверхностями пучностей, образованных λ' . Для этого необходимо выполнение условия

$$k\lambda' = (k+1)\lambda'',$$

откуда

$$k = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (15)$$

Разность хода $r_1 - r_2$, при которой произойдет исчезновение интерференционной структуры, нетрудно найти, пользуясь формулами (6) и (15):

$$r_1 - r_2 = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (16)$$

Эту величину обычно называют *длиной когерентности* источника.

В принципе для наблюдения интерференционной структуры безразлично, излучают ли источники узкие спектральные линии шириной $\Delta\lambda$ или же они излучают широкий спектр, а регистрация производится узкополосным приемником, выделяющим тот же спектральный интервал $\Delta\lambda$. Поэтому формула (16) определяет также спектральное разрешение приемника, необходимое для регистрации структуры интерференционного поля,

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{r_1 - r_2}{\lambda}. \quad (17)$$

Предположим теперь, что точечные источники O_1 и O_2 излучают идеальные монохроматические линии близкой, но неодинаковой частоты: ν_1 и ν_2 (соответствующие длины волн λ_1 и λ_2). В этом случае мы приходим к сложению колебаний с близкими частотами, и, как известно, наблюдаются биения с разностной частотой

$$\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2. \quad (18)$$

Интерференционная структура будет перемещаться в пространстве, проходя путь, равный расстоянию между соседними пучностями, за время

$$\tau = \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (19)$$

Допустимая выдержка при регистрации структуры интерференционного поля не должна превышать по крайней мере четвертой части этого интервала. При

$$\tau = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{\Delta\nu} \quad (20)$$

за время регистрации произойдет изменение разности фаз на $\pi/2$, что хотя и значительно уменьшит контраст регистрируемой структуры, но не сделает ее неразличимой.

Условие (20) определяет временную разрешающую способность приемника, необходимую для регистрации структуры поля интерференции источников разной частоты. Такой случай, например, осуществляется при движении отражающего зеркала в одном из плеч интерферометра Майкельсона, вибрации или деформации отдельных частей голографической установки или голографировании движущихся объектов. Частота одной из интерферирующих волн смещается вследствие эффекта Доплера, и мы наблюдаем движение интерференционных полос со скоростью, соответствующей выражению (19). Впрочем, то же явление столь же убедительно объясняется непрерывным изменением разности хода и переходом от максимумов к минимумам в соответствии с формулами (6) и (7).

Перейдем теперь к рассмотрению структуры интерференционного поля, образованного протяженными источниками. Предположим, что каждый из точечных источников O_1 и O_2 состоит из двух независимых монохроматических излучателей одинаковой мощности и частоты O'_1 , O''_1 и O'_2 , O''_2 . Пусть световые колебания в парах O'_1 и O'_2 и O''_1 и O''_2 по-прежнему коррелированы по фазе и происходят в одной и той же плоскости.

До тех пор пока источники O_1 и O_2 по-прежнему остаются точечными, наше предположение не изменяет структуры результирующего интерференционного поля. Обе пары когерентных источников O'_1 , O'_2 и O''_1 , O''_2 образуют полностью совпадающие гиперболоидные структуры узлов и пучностей, которые, слагаясь по интенсивности, создают ту же структуру, что и до разбиения каждого источника. Такое разбиение можно продолжить, разделив каждый из точечных источников на любое число взаимно некогерентных источников света, сохраняя при этом взаимную когерентность соответствующих пар элементарных излучателей в каждом из источников.

Интерференционная структура, образуемая с помощью обычных источников света, в схемах с зеркалами Френеля, бипризмой Френеля или зеркалом Ллойда, является примером именно такого случая интерференции света, излучаемого двумя точечными источниками, каждый из которых состоит из огромного числа независимых излучателей. Взаимная попарная когерентность элементарных излучателей, как известно, достигается в этих схемах тем, что либо оба источника являются изображе-

ниями одного и того же источника (бипризма и зеркала Френеля), либо один из источников является изображением другого (зеркало Ллойда).

Перейдем теперь к уточнению понятия «точечный» источник. Очевидно, что смысл этого термина должен быть связан с задачей получения контрастной интерференционной структуры. Протяженность источника не будет

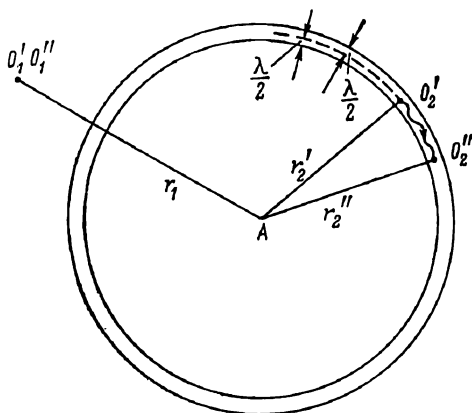


Рис. 5. Область допустимых перемещений источника O_2'' .

существенна до тех пор, пока структура поля будет достаточно контрастной.

Для рассмотрения этого вопроса представим себе, что источники O_1' и O_1'' по-прежнему пространственно совпадают, а источник O_2'' начал смещаться относительно своего первоначального положения, когда он совпадал с O_2' . Смещение источника O_2'' поведет за собой смещение и деформацию системы узлов и пучностей, образованной источниками O_1' и O_2'' , которая теперь уже не будет совпадать с системой узлов и пучностей, образованной излучателями O_1' и O_2' . Контраст результирующей структуры в точке A (рис. 5) обратится в нуль, когда на узел, образованный одной парой источников, наложится пучность стоячей волны, образованной другой парой.

Очевидно, что любое перемещение источника O_2'' в сферическом слое, заключенном между сферами с радиусами $r_2' - \frac{\lambda}{2}$ и $r_2' + \frac{\lambda}{2}$, описанными вокруг точки наблю-

дения A , не приводит к полному размытию структуры в точке A . Другими словами, условие сохранения структуры в точке A —

$$|r_2'' - r_2'| < \frac{\lambda}{2}. \quad (21)$$

Однако условие (21) обеспечивает сохранение интерференционной структуры лишь только в одной точке A .

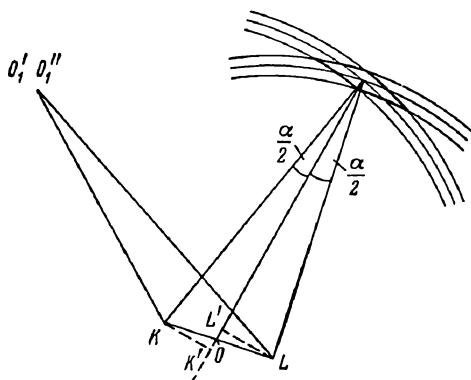


Рис. 6. К расчету допустимой ширины источника.

Этого, конечно, недостаточно. Интерференционная картина (голограмма) регистрируется на некоторой поверхности конечных размеров или в некотором объеме.

Пусть K и L (рис. 6) — крайние точки светочувствительной поверхности, на которой регистрируется интерференционная структура, O — центр этой поверхности. В этом случае условие (21) должно одновременно выполняться и для точки K и для точки L . Тогда оно выполнится и для всех промежуточных участков поверхности KL . Как видно из рис. 6, это ограничивает свободу перемещения источника O_2'' объемом, образованным при пересечении двух сферических слоев толщиной λ , описанных вокруг точек K и L .

На рис. 6 представлено сечение этих слоев экваториальной плоскостью (плоскостью, в которой расположены источники O_1' , O_1'' и O_2'' , а также точка O). Как видно из

рисунка, ширина зоны (диагональ ромба) определяется угловым размером интерферограммы α :

$$b = \frac{\lambda}{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}. \quad (22)$$

На рис. 7 дано сечение тех же сферических слоев меридиональной плоскостью, проходящей через OO_2 . Допустимое

в меридиональном направлении перемещение источника O_2' значительно больше, чем в экваториальном. Можно показать, что

$$a \approx 2\sqrt{r\lambda}. \quad (23)$$

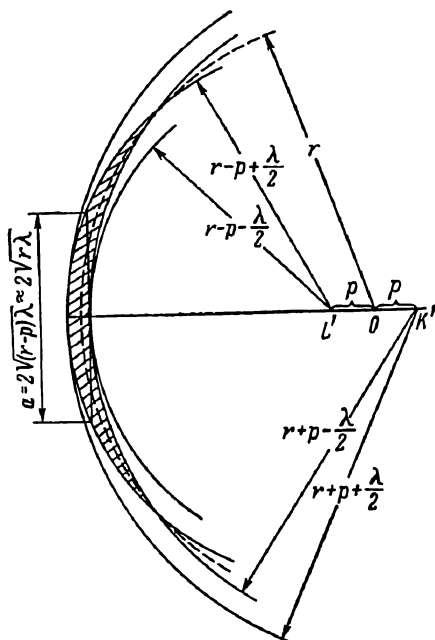


Рис. 7. К расчету допустимой высоты источника.

Пусть, например, $r = 10^2$ см, $\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = 5 \cdot 10^{-2}$ (это соответствует размеру интерферограммы около 10 см), $\lambda = 5 \times 10^{-5}$ см. Тогда $b = 10^{-3}$ см, $a = 1.4 \cdot 10^{-1}$ см, т. е. допустимые перемещения источника O_2' в меридиональном направлении для рассмотренного случая более чем на два порядка превышают допустимые перемещения в экваториальном направлении.

Формулы (22) и (23) приближенно определяют границы области перемещений источника O_2' , при которых сохраняется интерференционная структура на участке KL . Те же формулы определяют и наибольшие допустимые границы протяженного источника света, состоящего из элементарных независимых излучателей, попарно когерентных с соответствующими излучателями, сосредоточенными в точке O_1 .

Аналогичное рассмотрение можно провести и для того случая, когда источник O_2 точечный, а O_1 — протяженный. Наши выводы не изменятся и тогда, когда оба источника являются протяженными. На самом деле так обычно и бывает: протяженность обоих источников O_1 и O_2 , как правило, одинакова, так как они являются мнимыми или действительными изображениями одного и того же источника света.

В связи с этим возникает возможность получить локализованную контрастную структуру в тех зонах поля, где пересекаются лучи, исходящие из соответствующих точек обоих источников. Поэтому в зоне локализации контраст структуры не зависит от размеров источника. Однако глубина зоны локализации непосредственно связана с протяженностью источников.

Рассмотренные здесь простейшие отношения характеризуют общий круг требований, которые предъявляются к источникам света и схемам, служащим для наблюдения интерференции света.

Временная когерентность зависит от степени монохроматичности источника или спектральной разрешающей способности регистрирующей системы и определяет максимальную разность хода между интерферирующими волнами.

От взаимного расположения источников и регистрирующего устройства зависит конфигурация и пространственная частота интерференционной структуры и, следовательно, пространственная разрешающая способность приемника, необходимая для ее регистрации.

Пространственная когерентность волн зависит от размеров источников и определяет те зоны интерференционного поля, в которых контраст структуры превышает заданную величину.

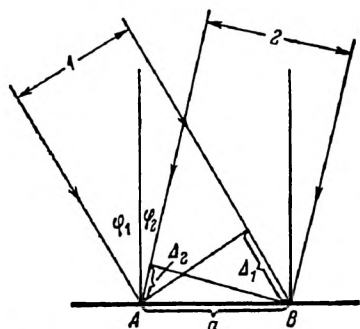
От различия частот (длин волн) источников света зависит скорость перемещения интерференционной картины и, следовательно, временная разрешающая способность приемника, необходимая для регистрации полос.

Голограмма как дифракционная решетка

Пусть на фотопластинке сходятся две волны с плоскими фронтами. Каждой из этих волн соответствует параллельный пучок света. Пусть угол падения одного из них бу-

дет φ_1 , другого — φ_2 (рис. 8). Потребуем, чтобы эти волны были когерентны. Тогда на фотопластинке образуется система интерференционных полос. Серединам светлых полос соответствует условие (6), серединам темных — условие (7).

Если предположить, что коэффициент пропускания пластинки по амплитуде линейно зависит от интенсивности падающего на нее света, то полученная система полос будет иметь синусоидальное распределение пропускания, как это следует из формулы (2а).



Если точки A и B соответствуют положениям двух соседних полос (a — расстояние между ними), то разность хода пучков 1 и 2 при переходе от A к B меняется на λ . Другими словами, $\Delta_1 + \Delta_2 = \lambda$ и поскольку $\Delta_1 = a \sin \varphi_1$, а $\Delta_2 = a \sin \varphi_2$, то

$$a = \frac{\lambda}{\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2}. \quad (24)$$

Рис. 8. Образование голографической дифракционной решетки.

Зарегистрированную таким образом голограмму — дифракционную решетку с постоянной a — осветим одним из пучков, принимавших участие в ее образовании, например 1.

Известно, что угол падения света на дифракционную решетку (α) и угол дифракции (β) связаны соотношением

$$a (\sin \alpha + \sin \beta) = k\lambda, \quad (25)$$

где k — порядок спектра ($k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Синусоидальная решетка порядков выше первого не образует. Положив $\alpha = \varphi_1$ и $k=1$, найдем $\sin \beta$, учитывая, что постоянная решетки a определяется формулой (24):

$$\sin \beta = \frac{\lambda}{a} - \sin \alpha = \sin \varphi_1 + \sin \varphi_2 - \sin \varphi_1 = \sin \varphi_2, \quad (26)$$

т. е. $\beta = \varphi_2$.

Таким образом, голограмма — дифракционная решетка восстановила ту из волн, участвовавших в ее образовании,

которая отсутствовала при восстановлении волнового фронта. Если мы сохраним пучок 1, то восстановится пучок 2. Если же осветим голограмму пучком 2, то восстановится пучок 1, т. е. опорный и предметный пучки обладают свойствами взаимной обратимости.

Всякую сколь угодно сложную волну можно представить как суперпозицию плоских волн. Это соответствует разбиению сложного волнового фронта на малые

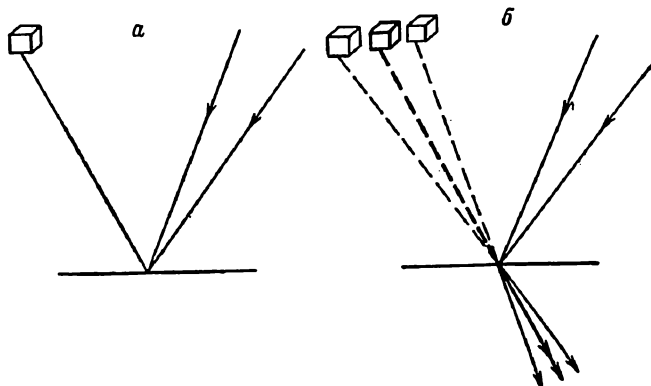


Рис. 9. Восстановление волнового фронта протяженным источником.

плоские площадки, каждый из которых записан на малом участке голограммы. Таким образом, наши выводы можно распространить на предметные волны произвольной конфигурации.

Возникает вопрос, нельзя ли распространить их и на случай произвольной опорной волны? К сожалению, нет.

Рассмотрим это на примере опорной волны, состоящей из двух параллельных пучков, падающих на голограмму под углом друг к другу (рис. 9, а). На голограмме в этом случае будут зарегистрированы две структуры, соответствующие двум компонентам сложной опорной волны. Сохраним структуру опорной волны и осветим нашу голограмму. Каждый из двух пучков восстановит на каждой из двух структур по одному изображению предмета — всего четыре изображения. На «своей» структуре каждый из них восстановит изображение предмета на том самом месте, где он находился при съемке голограммы. Эти изображения, восстановленные обоими пучками, совпа-

дуг. На «чужой» структуре каждый из пучков восстановит тот же предмет, но смещенный на некоторый угол. Мы получим картину, изображенную на рис. 9, б. Таким образом, кроме основного мнимого изображения предмета, восстановятся также два более слабых, сдвинутых относительно него изображения, которые могут накладываться на основное и мешать его наблюдению.

Очевидно, что если опорная волна образована протяженным источником и ее можно представить в виде суперпозиции большого числа параллельных пучков, то при восстановлении образуется множество мешающих изображений. Поэтому для получения голограмм, как правило, используют плоскую или сферическую опорную волну.*

Резюмируя сказанное, мы приходим к следующему заключению, которое можно назвать основным законом голографии:

Если на светочувствительной поверхности зарегистрировать интерференционную структуру, образованную произвольной предметной волной и когерентной с ней опорной волной от точечного источника, и затем осветить эту структуру (голограмму) опорной волной, то в результате дифракции света восстановится предметная волна.

Картина интерференции может быть записана на голограмме не только в виде вариаций коэффициента пропускания (так называемые амплитудные голограммы), но и в виде вариаций толщины, показателя преломления или отражающего рельефа. Такие голограммы называют фазовыми.

Как получают голограммы и восстанавливают волны

Принципиальная схема записи голограмм представлена на рис. 10.

Объект, голограмму которого нужно получить, освещают светом от лазера. Рассеянная световая волна попадает на фотопластинку. На эту же пластинку падает

* При соблюдении особых требований к форме опорного источника это, однако, необязательно. Более того, восстанавливающая волна может не совпадать по форме с опорной. Необходимо только, чтобы функция корреляции амплитуд опорного и восстанавливающего источников равнялась δ -функции [17]. См. также стр. 86.

опорный пучок — часть света от того же лазера, отраженная от зеркала. Так как интерференционная структура голограммы очень мелка, то проявленная голограмма внешне не отличается от равномерно засвеченной фотопластинки. Часто на голограмме видны кольца и полосы (рис. 11, а), они обусловлены дифракцией света на пылинках, попавших на зеркала и объективы, и ничего общего не имеют с той интерференционной микроструктурой (рис. 11, б), которая несет в себе запись световой волны, рассеянной объектом.

Для того чтобы восстановить эту волну, объект убирают, а голограмму помещают на то же место, где она находилась при съемке (рис. 10, б). Если затем включить лазер и посмотреть через голограмму как через окошко, то мы увидим объект на прежнем месте, как будто он вовсе и не был убран. Видимый предмет кажется настолько реальным, что меняя положение головы, мы сможем обнаружить параллакс; разглядывая ближние и дальние его части,

мы должны будем по-разному аккомодировать глаз, а если захотим сфотографировать его, то нам придется так же, как и при обычной фотосъемке, выбрать такую диафрагму, которая бы обеспечила достаточную глубину резкости. Если этого не сделать, одни части предмета получатся на снимке резко, другие — размыто.

Голограмма восстанавливает не только исходную волну, но и волны нулевого и минус первого порядков. Дело в том, что описанный выше процесс записи «тонкой», двумерной голограммы неоднозначен. Решетки одинаковой формы и периода получатся в обоих случаях, изображенных на рис. 12. Естественно, что поэтому голо-

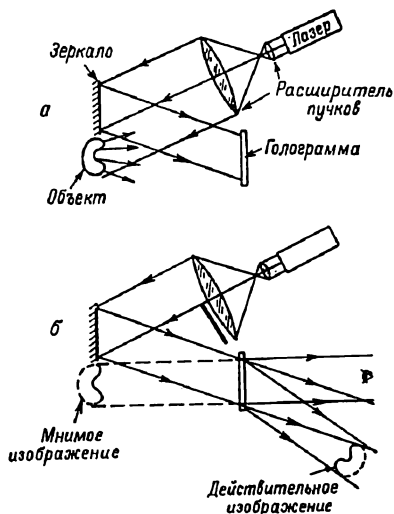


Рис. 10. Схема установки для получения голограмм (а) и восстановления волнового фронта (б).

грамма, записанная по любой из этих двух схем, должна восстановить обе предметные волны, показанные на рис. 12, а и б.

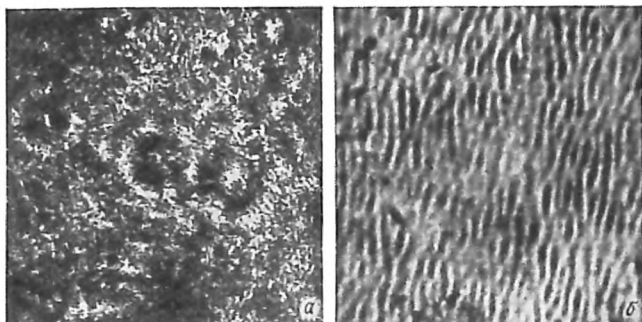


Рис. 11. Внешний вид голограммы (а) и ее структура, видимая в микроскоп (б).

Таким образом, в оптической схеме рис. 12, а восстанавливается наряду с исходной волной (дающей мнимое изображение объекта там, где он находился при записи)

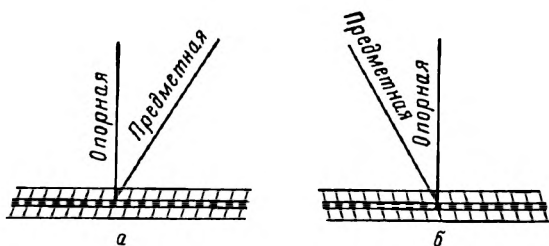


Рис. 12.

Двухмерная голограмма не «запоминает», с какой стороны падал на нее предметный пучок. В то же время расположение слоев почернения в толще трехмерной голограммы различно для случаев а и б.

другая, сопряженная волна, дающая действительное изображение объекта. Это изображение имеет фазовый рельеф, смещенный на π относительно рельефа мнимого изображения, и обладает свойством псевдоскопичности — впадины на нем заменены выпуклостями и наоборот, т. е. изображение как бы «вывернуто наизнанку».

Действительное изображение, как правило, располагается по другую сторону от голограммы (рис. 10, б). Обычно увидеть его невооруженным глазом трудно, но если поместить в плоскость, где оно образуется, фотопластинку или матовое стекло, то можно получить его двухмерную проекцию.

Трехмерные голограммы, с которыми мы познакомимся ниже, «запоминают», с какой стороны падал предметный пучок. Поэтому они восстанавливают только одно изображение.

Голограмма точки — зонная решетка Френеля

Рассмотрим, как получается голограмма и восстанавливается волна от простейшего предмета — точки. Точкой мы будем считать предмет, угловые размеры которого настолько малы, что его структура неразличима. Точка

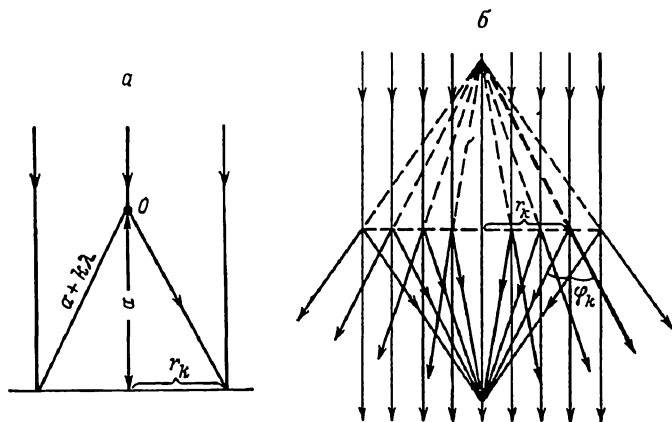


Рис. 13. Образование голограммы светящейся точки (а) и восстановление ею сферического волнового фронта (б).

рассеивает световую волну, фронт которой в каждый момент времени является сферой. На достаточно большом расстоянии от точки поверхность этой сферы можно считать плоской.

Существует и другой способ преобразования сферической волны в плоскую: для этого светящуюся точку помещают в фокус линзы,

Световую волну, рассеянную любым сколь угодно сложным предметом, мы можем рассматривать как совокупность волн, рассеянных отдельными точками, из которых он состоит.

Пусть на расстоянии a от фотопластинки расположена точка O , рассеивающая сферическую световую волну (рис. 13, a). Кроме того, на фотопластинку нормально к ее поверхности падает плоская опорная волна.

Какой вид имеют интерференционные полосы на фотопластинке в этом случае? Во-первых, нетрудно установить, что это концентрические окружности. Действительно, для всех точек фотопластинки, равноудаленных от ее центра, фазовые соотношения падающих волн одинаковы. Во-вторых, при переходе от кольца к кольцу разность хода между интерферирующими волнами растет на одну длину волны (разность фаз — на 2π). В центре разность хода примем равной нулю, тогда для k -го кольца она равна $2k\lambda$: отсюда радиус k -го кольца (рис. 13, a)

$$r_k^2 = (a + k\lambda)^2 - a^2 = 2ak\lambda + k^2\lambda^2. \quad (27)$$

Таким образом, голограмма точки представляет собой систему концентрических колец, радиусы которых подчиняются соотношению (27). Такая система изображена на рис. 14. Это так называемая зонная решетка Френеля.* Следует, однако, иметь в виду, что на этом рисунке переход от темного к светлому осуществляется скачком, на голограмме же он происходит плавно, приблизительно по синусоидальному закону. Это было бы совершенно точно, если бы пропускание фотопластинки линейно зависело от ее освещенности. На самом деле зависимость эта гораздо сложнее (см. стр. 39 и рис. 21).

Расстояние между соседними кольцами, как нетрудно получить из формулы (27), равно

$$\Delta r_k = \frac{a\lambda + k\lambda^2}{r_k}. \quad (28)$$

Итак, голограмма точки — зонная решетка Френеля с синусоидальным распределением прозрачности.

Теперь рассмотрим процесс восстановления с помощью голограммы световой волны, испускаемой точкой. Уберем

* Ее иногда называют зонной пластинкой Френеля, а также пластинкой Сорэ.

нашу светящуюся точку, ее голограмму поместим на то же место, где она экспонировалась, и осветим голограмму той самой плоской световой волной, которая ее тогда освещала.

Каждый малый участок зонной решетки Френеля можно рассматривать как обычную дифракционную ре-

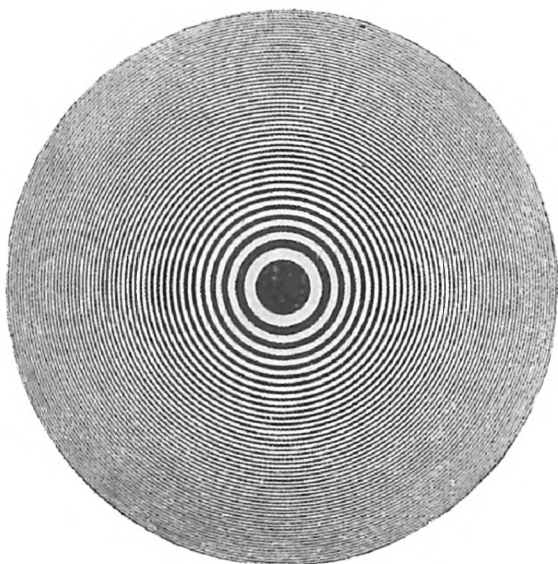


Рис. 14. Зонная решетка Френеля.

шетку. Она разлагает нормально падающий на нее пучок света на следующие части:

а) пучок нулевого порядка, являющийся продолжением падающего;

б) пучки плюс первого и минус первого порядков под углами, удовлетворяющими условию

$$\sin \varphi_1 = \pm \frac{\lambda}{\Delta r}.$$

где Δr — постоянная решетки (расстояние между соседними кольцами).

Углы, под которыми распространяются лучи плюс первого и минус первого порядков, закономерно увели-

чиваются при переходе от центра данной решетки к ее краям, так как постоянная решетки Δr убывает (см. формулу (28)).

Покажем теперь, что лучи первых порядков образуют две сферические волны (расходящуюся и сходящуюся). Для этого достаточно доказать, что все лучи минус первого порядка пересекаются в одной точке, а все лучи плюс первого порядка исходят из одной точки. Рассмотрим луч света, падающий на голограмму на расстоянии r_k от ее оси (рис. 13, б).

Лучи плюс первого и минус первого порядков отклоняются на углы $\pm \varphi_k$. Эти лучи (или их продолжения в «обратную» сторону) пересекут ось голограммы на расстоянии $\pm x$ от ее поверхности.

Найдем величину x . Из рис. 13, б видно, что

$$x = r_k \operatorname{ctg} \varphi_k = r_k \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi_k}}{\sin \varphi_k}.$$

Учитывая, что $\sin \varphi_k = \frac{\lambda}{\Delta r_k} = \frac{r_k}{a + k\lambda}$, получаем

$$x = \sqrt{a^2 + 2ak\lambda + k^2\lambda^2 - r_k^2}.$$

Вспомнив теперь, что $r_k^2 = 2ak\lambda + k^2\lambda^2$ (см. формулу (27)), имеем

$$x = a.$$

Таким образом, расстояние, на котором лучи плюс первого и минус первого порядков пересекают ось голограммы, одинаково для лучей, дифрагированных всеми участками голограммы.

Итак, при прохождении плоской волны через голограмму точки (зонную пластинку с синусоидальным распределением прозрачности) образуются три волны:

1) сферическая, исходящая от точки, расположенной на расстоянии a по другую сторону голограммы, т. е. из того места, где помещалась точка при голографировании;

2) сферическая, сходящаяся в точку, расположенную на том же расстоянии a от голограммы, на каком располагалась точка при получении голограммы;

3) наряду с волнами 1) и 2), образующими мнимое и действительное изображения точки, из голограммы

выходит также плоская волна, соответствующая нулевому порядку.

Результаты, полученные нами для точки, нетрудно распространить на предметы любой формы, состоящие из многих точек, рассеивающих свет. В этом случае голограмму следует рассматривать как наложение зонных решеток, образованных каждой точкой предмета. Это наложение происходит по законам интерференции света, и в результате получается сложный интерференционный узор, который и представляет собой голограмму предмета (рис. 11, б).

При восстановлении все эти проинтерферировавшие зонные решетки действуют независимо — каждая восстанавливает волну от своей точки предмета, находящейся на том самом месте, где она была при голографировании. При этом более яркой точке соответствует более контрастная решетка, которая при восстановлении дает также более яркую точку изображения.

Конечно, не все детали явления объясняются этой простой схемой, однако становятся понятными многие свойства голограмм.

Некоторые важные свойства голограммы

1. Сделаем контактный отпечаток с голограммы и восстановим волновой фронт с помощью полученной таким образом копии, являющейся негативом исходной голограммы. Мы получим удивительный результат — все осталось, как было: светлые места — светлыми, темные — темными. Это легко объяснить. Неосвещенные точки предмета вовсе не дают зонных решеток Френеля, они не могут появиться и на негативной копии голограммы, поэтому при восстановлении эти точки так и остаются темными. Светлые же точки предмета участвуют в образовании узора на голограмме, и дифракционные свойства этого узора совсем не меняются при замене темных мест голограммы светлыми, а светлых — темными.

2. Каждый участок голограммы способен восстановить изображение всего объекта. Действительно, как мы уже видели, любой участок зонной решетки Френеля восстанавливает изображение точки; естественно, что этим же свойством обладает и голограмма более сложного предмета. Конечно, меньший участок голограммы восстановит

соответственно меньший участок волнового фронта. Если этот участок будет очень мал, то качество восстановленного изображения ухудшится, пропадут мелкие детали, возникнет характерная зернистая структура (рис. 15).

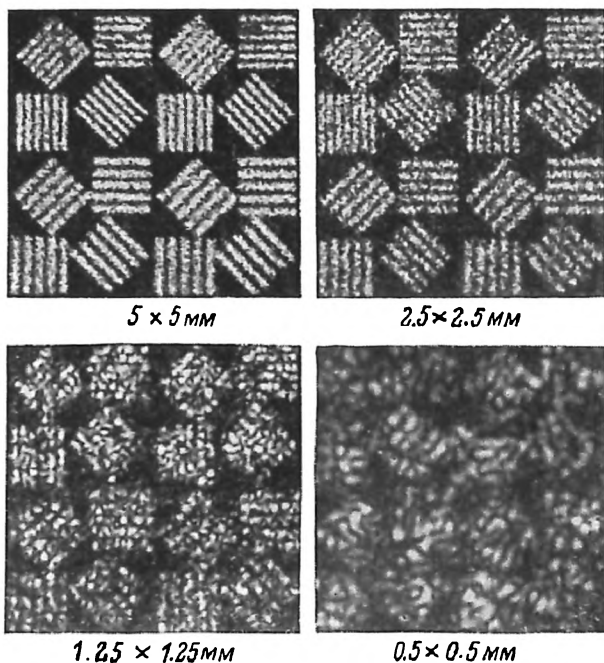


Рис. 15. Изменение структуры восстановленного изображения при уменьшении площади голограммы [18].

3. Легко объяснить псевдоскопичность действительного изображения, образуемого голограммой. Более далекие от голограммы точки объекта (впадины) в действительном изображении также образуются дальше от голограммы, но рассматриваются с противоположной стороны. Поэтому эти точки в действительном изображении образуют выпуклости (рис. 10, б). В псевдоскопическом изображении правые части предмета (по отношению к наблюдателю) видны правыми, а левые — левыми. Меняется на обратный только рельеф предмета.

4. Гол로그램 сложного предмета можно рассматривать как интерференционное (когерентное) наложение голограмм от отдельных точек или более сложных частей этого предмета. При таком наложении происходит суммирование амплитуд световых волн с учетом фазовых соотношений между ними (см. формулу (2а)).

Можно представить себе также и голограмму, являющуюся некогерентным наложением голограмм различных предметов или частей одного и того же предмета. При этом фотопластинка суммирует создаваемые ими освещенности. Если число таких последовательных наложений не слишком велико, то голограмма без существенных искажений одновременно восстанавливает несколько последовательно зарегистрированных световых волн. Это свойство голограмм находит применение для последовательной регистрации на одной голограмме волн от нескольких предметов или нескольких состояний одного и того же предмета.

5. Полный интервал яркостей, передаваемых фотографической пластинкой, как правило, не превышает одного-двух порядков. Между тем реальные объекты часто имеют гораздо большие перепады яркостей. Голограмма, обладая фокусирующими свойствами, использует для построения наиболее ярких участков изображения свет, падающий на всю ее поверхность, и способна передать градации яркости до пяти-шести порядков.

Схемы получения голограмм

Первоначально предложенная Габором схема получения голограммы предусматривала расположение источника света, объекта и голограммы на одной прямой. Часть светового пучка рассеивалась объектом, создавая предметную волну, нерассеянная часть играла роль опорной волны (рис. 16, а). Такая схема обладает тем существенным недостатком, что при восстановлении лучи, образующие действительное и мнимое изображение, а также пучок нулевого порядка, распространяются в одном и том же направлении (рис. 16, б) и создают взаимные помехи. Это главная из причин низкого качества восстановленных изображений.

В одной из своих первых работ по голографии [2] Габор предсказывал, что «... в световой оптике, где

допустимо расщепление пучков, будут найдены такие методы использования когерентного фона, которые позволят улучшить разрешение предмета по глубине, а также подавить влияние „сопряженной волны“.

В полном соответствии с этими предсказаниями Лейт и Упатниекс [6] в 1961 г. предложили свою двухлучевую схему голографирования (иначе ее называют схемой с наклонным опорным пучком (рис. 16, а)). Ее можно рассматривать как видоизменение схемы Габора: в схеме

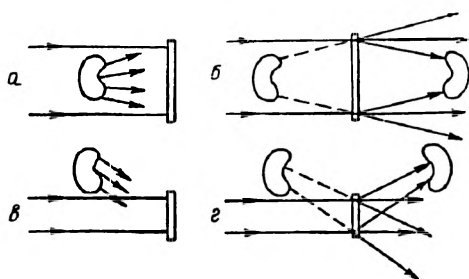


Рис. 16. Получение голограммы и восстановление волнового фронта, по Габору (а, б), Лейту и Упатниексу (в, г).

Лейта и Упатниекса используется лишь периферическая часть габоровой голограммы и, что наиболее важно, предмет освещается отдельным когерентным пучком света. Это позволило им получать голограммы непрозрачных и трехмерных объектов. Как видно из рис. 16, г, голо-

граммы, образованные по схеме Лейта и Упатниекса, свободны от взаимных помех мнимого и действительного изображений. В настоящее время, как правило, применяют двухлучевые схемы голографирования.

Пластинку, на которой образуется голограмма, можно ориентировать любым образом относительно опорного источника и предмета, даже расположить ее между ними так, чтобы свет от них падал на разные ее стороны.

В любом случае, если поместить голограмму на то же место, в котором она экспонировалась, возникает мнимое изображение предмета там, где он находился при голографировании, если, конечно, остались неизменными расположение опорного источника и его длина волны.

Рис. 17 изображает важнейшие схемы получения голограммы. Здесь показаны поверхности пучностей стоячих световых волн, образованных при интерференции света, исходящего из точечного объекта O_1 и точечного опорного источника света O_2 . В схеме рис. 17, а опорный источник находится на конечном расстоянии от объекта. На рис. 17, б он удален в бесконечность, и световая волна,

приходящая от него, имеет плоский фронт. Разумеется, на рис. 17, а изображены сечения интерференционных поверхностей плоскостью чертежа; на самом деле эти поверхности — фигуры вращения: гиперboloиды (рис. 17, а) и параболоиды (рис. 17, б). Ось вращения проходит через оба точечных источника света.

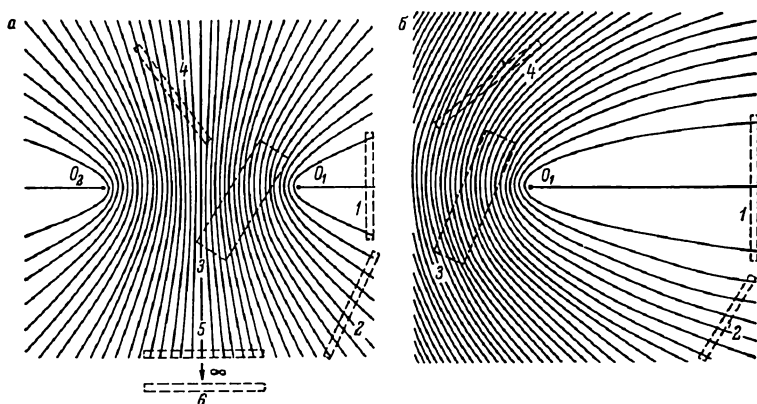


Рис. 17. Поверхности пучностей стоячих световых волн, образованных точечным объектом O_1 и точечным опорным источником O_2 [19].

а — двухполостные гиперboloиды вращения (ось вращения O_1O_2), б — параболоиды вращения.

Расположение голограммы: 1 — по Габору, 2 — по Лейту и Упатниексу, 3 — по Денисюку, 4 — двухмерная голограмма с обращенным опорным пучком, 5 — безлинзовая фурье-голограмма, 6 — голограмма Фраунгофера.

Разным голографическим схемам соответствует разная форма интерференционных полос, образующих голограмму точки. Для всех расположений, при которых плоскость голограммы нормальна к линии, соединяющей опорный источник и предмет-точку, интерференционные полосы — кольца, составляющие зонную решетку Френеля. Если плоскость голограммы параллельна этой линии, то полосы представляют собой семейство гипербол. Такое расположение [20, 21] называют схемой безлинзовой фурье-голографии.

В общем случае интерференционные полосы являются кривыми, представляющими собой сечения плоскостью голограммы семейства гиперboloидов или параболоидов вращения.

Практическое осуществление указанных схем производится одним из способов, представленных на рис. 10, 19, 25—34.

Голограммы с записью в трехмерных средах

Выше мы рассматривали фотопластинку как среду, обладающую двумя измерениями. Это верно лишь до тех пор, пока толщина светочувствительного слоя сравнима с расстоянием между соседними интерференционными полосами. Если слой намного толще, то проявляются особые свойства фотопластинки как трехмерной среды,

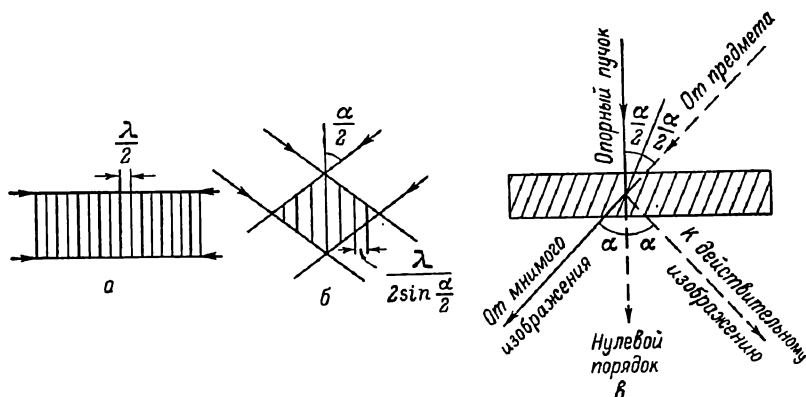


Рис. 18. Образование стоячих световых волн встречными пучками (а) и пучками, сходящимися под углом $\alpha \neq 180^\circ$ (б); в — восстановление световой волны с помощью трехмерной голограммы.

впервые отмеченные Липманом* и использованные им для цветной фотографии. Ю. Н. Денисюк [7] предложил использовать трехмерные среды для регистрации голограмм и впервые реализовал такую запись.

Если два интерферирующих пучка направлены навстречу друг другу (под углом $\alpha = 180^\circ$), то, как известно,

* Нередко высказывается мнение, что схема цветной фотографии Липмана является голографической схемой, а потому Липмана можно считать изобретателем голографии. Это неверно, ибо картина стоячих волн, зарегистрированная в схеме Липмана, не несет информации о фазе предметной волны, так как она зарегистрирована вблизи плоскости симметрии рис. 17, а и представляет собой в любом случае систему эквидистантных плоскостей.

в пространстве возникают стоячие волны — системы плоскостей узлов и плоскостей пучностей, расстояние между которыми равно $\lambda/2$. Если в более общем случае $\alpha \neq 180^\circ$, то нетрудно видеть, что расстояние между соседними пучностями (или узлами) стоячих волн возрастает в $1/(\sin \alpha/2)$ раз и становится равным $\lambda/(2\sin \alpha/2)$. Плоскости узлов и пучностей световых волн будут, как видно из рис. 18, б, направлены по биссектрисе угла α .

Если ввести в зону пересечения световых пучков светочувствительную фотографическую эмульсию, то система узлов и пучностей будет в ней зафиксирована в виде полупрозрачных отражающих слоев металлического серебра.* Такая трехмерная дифракционная решетка будет обладать следующими свойствами: 1) свет, зеркально отраженный от слоев, будет восстанавливать волну от предмета. Действительно, отражающие слои, как уже было сказано, направлены по биссектрисе угла, который составляют интерферирующие лучи, что и обеспечивает указанное свойство голограмм (рис. 18, а); 2) пучок нулевого порядка, а также действительное изображение не будут создаваться; 3) пучки, отраженные от разных слоев, будут усиливать друг друга только в том случае, если они синфазны, т. е. разность хода между ними должна равняться целому числу длин волн. Это условие Липмана—Брэгга будет автоматически выполняться лишь для той длины волны, в которой регистрировалась голограмма. Это приведет к избирательности голограммы по отношению к длине волны источника, в свете которого происходит восстановление волнового фронта. Поэтому появляется возможность восстанавливать изображение с помощью источника сплошного спектра (лампа накаливания, Солнце). Если голограмма экспонировалась в свете нескольких спектральных линий (например, синей, зеленой, красной), то каждая длина волны образует свою систему поверхностей. Соответствующие длины волн бу-

* Нами здесь для упрощения рассуждений допущена неточность. Так как показатель преломления светочувствительной эмульсии (n_1) обычно отличается от показателя преломления внешней среды (n_0), то и направление пучков, и расположение пучностей в ней будут несколько иными. Учет этого обстоятельства не изменит наших выводов, а только усложнит их. При этом, с одной стороны, необходимо учесть преломление света, с другой — изменение длины волны в n_1/n_0 раз на границе раздела двух сред.

дут выделяться из сплошного спектра при освещении голограммы, что и приведет к восстановлению не только структуры, но и спектрального состава световой волны, т. е. к получению цветного изображения. Все это справедливо, если обработка эмульсии не изменяет взаимного расположения отражающих плоскостей. Обычно вследствие усадки эмульсии длина волны восстановленного

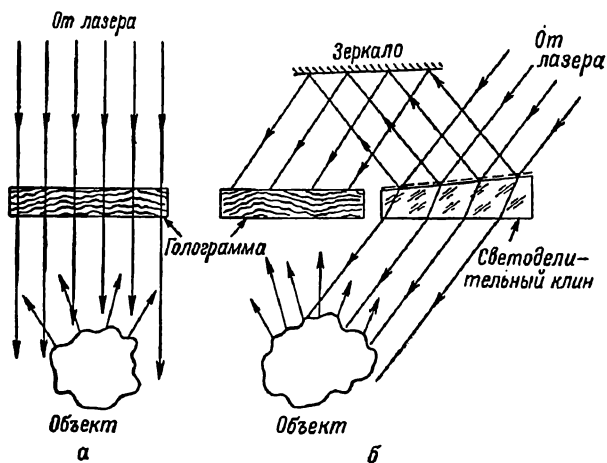


Рис. 19. Схемы получения голограмм на толсто-слойных эмульсиях во встречных пучках.

изображения смещается в «синюю» (коротковолновую) сторону.

На рис. 19, а, б представлены обычно используемые схемы получения голограмм с записью в трехмерной среде.

Взаимное расположение опорного источника, голограммы и предмета может быть любым, т. е. голограмму можно поместить в любое место на схемах рис. 17. Однако для появления у голограммы трехмерных свойств необходимо, чтобы на толщине эмульсии укладывалось по крайней мере несколько отражающих слоев. При заданной толщине эмульсии это требование определяет зоны (рис. 17), в которых голограмму можно считать «трехмерной».

При заданном положении голограммы наименьшей «трехмерностью» будет обладать голограмма, ориентированная перпендикулярно преимущественному направле-

нию поверхностей узлов и пучностей. В этом случае усадка фотографической эмульсии не приводит к изменению ориентации слоев почернения и, таким образом, сохраняется «угол блеска» голограммы. Наоборот, если нужно получить максимальную «трехмерность», наиболее выгодно ориентировать голограмму вдоль отражающих слоев. При этом яркость действительного изображения и нулевого порядка будет минимальной.

Трехмерные голограммы часто называют толстослойными, или голограммами на толстослойных эмульсиях. Условность такой терминологии очевидна. На самом деле толщина голографических фотослоев — от нескольких микрон до нескольких десятков микрон и «толстыми» их можно назвать лишь с большой натяжкой. Трехмерные свойства голограммы проявляются тогда, когда отражающие слои расположены на расстояниях, в несколько раз меньших, чем толщина слоя. Например, в случае эмульсии Кодак 649 F эффекты третьего измерения проявляются при углах между опорным и предметным пучками (λ 6328 Å), больших 10° , т. е. когда расстояние между отражающими слоями менее 4 мкм.

§ 2. СВОЙСТВА ГОЛОГРАММЫ

Как голограмма восстанавливает форму предметов и их размеры

Мы установили, что если процесс голографирования и восстановления волнового фронта производить с опорным источником той же длины волны, неизменно ориентированным относительно голограммы, то голограмма восстановит волну, исходящую от мнимого изображения, совпадающего по форме и по положению с самим предметом.

При изменении формы опорного пучка, его длины волны, ориентации голограммы и ее масштабов такое соответствие нарушается. В некоторых случаях это приводит к полезному результату. Например, изменяя длину волны и расходимость пучка, можно получить изменение масштабов восстанавливаемого изображения предмета — уменьшение или увеличение. Как правило, такое изменение сопровождается и нежелательными искажениями изображения, так называемыми аберрациями, что про-

является в искажении продольных и поперечных масштабов изображения, нарушении резкости и т. д.

Приведем здесь формулы, позволяющие вычислить в любом случае положение восстановленного изображения и его увеличение [22]. Введем следующие обозначения (рис. 20): голограмма расположена в плоскости x, y при $z=0$ (она сохраняет это положение и при съемке, и при восстановлении волнового фронта); координаты объекта — x_0, y_0, z_0 , реконструированного изображения — x_B, y_B, z_B , точечного опорного источника — x_R, y_R, z_R , точечного источника, используемого при восстановлении, — x_C, y_C, z_C . Пусть перед восстановлением голограмма увеличена в m раз, а длина волны восстанавливающего источника в μ раз больше, чем источника света, используемого для получения голограммы. Тогда

$$\left. \begin{aligned} z_B &= \frac{m^2 z_R z_C z_0}{(m^2 z_R - \mu z_C) z_0 + \mu z_R z_C}, \\ x_B &= \frac{\mu m z_R z_C x_0 + (m^2 x_C z_R - \mu m x_R z_C) z_0}{(m^2 z_R - \mu z_C) z_0 + \mu z_R z_C}, \\ y_B &= \frac{\mu m z_R z_C y_0 + (m^2 y_C z_R - \mu m y_R z_C) z_0}{(m^2 z_R - \mu z_C) z_0 + \mu z_R z_C}. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Угловое увеличение голограммы в любом случае, независимо от всех входящих в выражение (30) величин, равно μ/m . Поэтому линейное поперечное увеличение

$$M_{\text{поп}} = \mu/m \cdot \frac{z_B}{z_0},$$

и, согласно (30),

$$M_{\text{поп}} = \frac{m}{1 + \frac{m^2}{\mu} \frac{z_0}{z_C} - \frac{z_0}{z_R}}. \quad (31)$$

К такому же результату можно прийти и путем прямого вычисления поперечного увеличения

$$M_{\text{поп}} = \partial x_B / \partial x_0 = \partial y_B / \partial y_0$$

с помощью формул (30).

Если голограмма двухмерна и образует одновременно два изображения объекта, то для получения координат

второго изображения в формулах (30) и (31) необходимо заменить μ на $-\mu$.

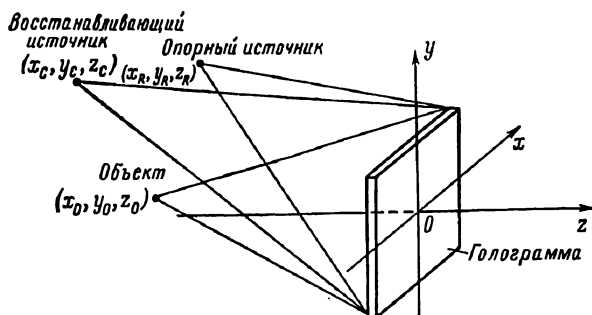


Рис. 20. Объяснение обозначений, использованных в формуле (30).

Продольное увеличение голограммы, вообще говоря, отличается от поперечного и равно

$$M_{\text{прод}} = \frac{\partial z_B}{\partial z_0} = \frac{\frac{m^2}{\mu}}{\left[1 + \frac{m^2}{\mu} \cdot \frac{z_0}{z_c} - \frac{z_0}{z_R}\right]^2} = \frac{M_{\text{поп}}^2}{\mu}. \quad (32)$$

Формулы (30)—(32) не являются абсолютно точными. Они выведены из предположения, что расстояние от голограммы до предмета намного больше поперечных размеров голограммы.

Как голограмма воспроизводит распределение яркости объекта

В обычном фотографическом процессе распределение яркости в изображении лишь в первом приближении передает распределение яркости в объекте.

Фотометрические свойства фотопластинки обычно описывают с помощью так называемой характеристической кривой, типичный вид которой представлен на рис. 21, а. Эта кривая представляет собой зависимость почернения пластинки $d = \lg(1/T)$ (T — коэффициент пропускания проявленного фотослоя по интенсивности) от экспозиции (освещенность $\times$ время).

Наклон характеристической кривой определяет коэффициент контрастности фотоматериала γ . Для голографического процесса фотометрические свойства фотослоя удобнее представлять в виде кривой зависимости амплитудного пропускания фотослоя $t = \sqrt{T}$ от экспозиции (рис. 21, б).

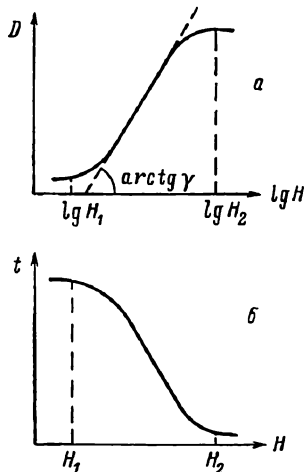


Рис. 21. Характеристическая кривая фотоматериала (а) и зависимость амплитудного коэффициента пропускания от экспозиции (б). D — оптическая плотность, H — экспозиция, t — амплитудный коэффициент пропускания.

Как видно из рис. 21, пластинка вовсе не реагирует на экспозиции, меньшие H_1 . Увеличение экспозиции свыше H_2 также не сказывается на ее почернении. Только в промежутке от H_1 до H_2 фотопластинка реагирует на распределение яркости спроектированного на нее объекта и пропускает тем меньше света, чем больше была ее освещенность.

Полный интервал экспозиций от H_1 до H_2 , как правило, не превышает изменения этой величины на один-два порядка. Между тем реальные объекты имеют гораздо большие интервалы яркостей, передать которые фотографический процесс не может. Голографический процесс, используя ту же фотоэмульсию, обладает в этом смысле гораздо большими (хотя и не беспредельными) возможностями.

Действительно, как уже отмечалось ранее, для построения изображения какой-либо яркой точки объекта голограмма, обладая фокусирующими свойствами, собирает свет, падающий на всю ее поверхность. На обычной же фотографической пластике могут создаваться градации яркости лишь за счет различия в пропускании тех или иных участков, а перераспределения по изображению падающего на нее светового потока не происходит.

Это, конечно, не означает, что голограмма независимо от того, как ее экспонировали, не искажает распределения яркости объекта. Главное заключается в том, что при правильном подборе экспозиции, соотношения освеще-

ценностей объекта и опорного пучка, эмульсии и условий проявления всегда можно добиться, чтобы в широком диапазоне яркостей голограмма передавала их без заметных искажений. Для этого обычно достаточно, чтобы площадь голограммы была велика и экспозиция в максимумах интерференционных полос не превышала H_2 , а в минимумах — была несколько больше

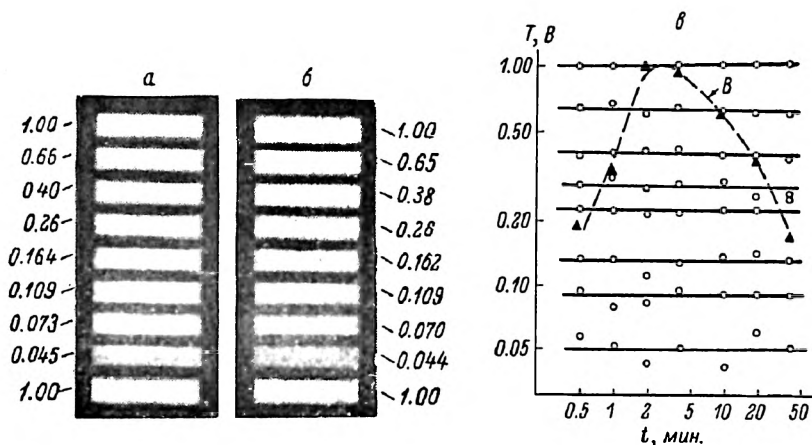


Рис. 22. Фотография ступенчатого ослабителя (а) и его голографически восстановленного изображения (б) [31].

Цифры соответствуют относительной яркости ступенек. а — результат фотометрирования восстановленных изображений ступенек ослабителя при 80-кратном изменении выдержки при голографировании. Голограмма без искажений передаст относительное пропускание (T) ступенек. В — изменение яркости восстановленного изображения одной из ступенек. Наибольшая яркость восстановленного изображения получалась в интервале выдержек 2—5 мин.

H_1 (рис. 21). Последнее требование соответствует записи интерференционной структуры голограммы в пределах приблизительно линейного участка кривой $t=t(H)$, т. е. линейной регистрации голограммы.

На рис. 22, а приведены фотография и голографически восстановленное изображение градуированного ступенчатого ослабителя — фильтра переменной оптической плотности, применяемого для фотометрии. Как видно из этого рисунка, голограмма практически без искажений передала градацию яркости объекта.

Рис. 22, б иллюстрирует, как сохраняет голограмма распределение яркости объекта (ступенчатого ослабителя) при 80-кратном изменении выдержки.

Нелинейные эффекты в голографии

Если значения экспозиций в максимумах и минимумах интерференционной структуры существенно выходят за пределы линейного участка зависимости амплитудного пропускания от экспозиции, то регистрация голограммы становится нелинейной.

Линейно зарегистрированную голограмму можно сравнить с дифракционной решеткой с синусоидальным распределением амплитудного пропускания, которая, как известно, не образует пучков выше первого порядка. При нелинейной записи голограмма также представляет собой периодическую решетку, однако распределение амплитудного пропускания в этом случае может значительно отличаться от синусоидального вследствие нелинейных искажений. Такая решетка, кроме волн нулевого и первых порядков, дает также высшие дифракционные порядки. Однако нелинейность записи голограммы проявляется не только в появлении волн высших порядков, но и в искажении амплитуд восстанавливаемых волн первого порядка. Влияние нелинейности на изображения первого порядка сводится к усилению фона, появлению ореолов, искажению относительных интенсивностей разных точек объекта, а некоторых случаях и к появлению фальшивых изображений [23].

«Изображения», образованные дифрагированными волнами высших порядков, представляют собой сложные функции (типа автосвертки) исходной волновой функции предмета и имеют мало общего с самим предметом. Однако в ряде случаев (это относится, например, к голограммам сфокусированных изображений или голограммам транспарантов без рассеивателей) волны высших порядков образуют изображения [24]. Распределение яркости в этих изображениях, как правило, сильно искажено, а фаза изображения k -го порядка отличается в k раз от фазы изображения первого порядка.

Более подробные сведения о влиянии нелинейных свойств фотоматериала на качество восстановленных изображений можно найти в работах [25—30].

Разрешающая способность голограмм

Разрешающей способностью называют способность приемника изображения или системы, строящей изображение, регистрировать раздельно (разрешать) изображения близких объектов. Это определение нуждается в уточнении. Обычно считают разрешенными изображения двух точек или линий равной яркости с провалом освещенности между ними, равным или большим 20% от максимальной освещенности (освещенность в провале меньше 80%).

Вместо глубины провала часто пользуются понятием контраста изображения

$$K = \frac{E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}}}{E_{\text{макс}} + E_{\text{мин}}}, \quad (33)$$

где $E_{\text{макс}}$ и $E_{\text{мин}}$ — соответственно максимальная и минимальная освещенность. 20%-му провалу (или 11%-му контрасту) соответствует так называемый критерий Рэлея. В то же время глаз воспринимает как раздельные два изображения со значительно меньшим контрастом (1—2%). Поэтому визуальное разрешение отличается от рэлеевского.

Разрешающую способность (см., например, [14]) принято характеризовать предельным углом разрешения $\delta\varphi$ или предельным линейным разрешением δx . Обычно последнюю величину относят к плоскости предмета (а не его изображения). Спектральные приборы характеризуют величиной $\delta\lambda$ — разностью длин волн предельно разрешимых абсолютно монохроматических спектральных линий, а также угловым ($\delta\varphi$) или линейным (δy) расстоянием между изображениями этих линий.

Ограниченная разрешающая способность оптических приборов в значительной степени является следствием aberrаций, свойственных оптическим деталям, а также несовершенства их изготовления. Но даже идеальный прибор обладает ограниченным разрешением вследствие дифракции света на его апертуре. Например, предел разрешения телескопа

$$\delta\varphi = 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad (34)$$

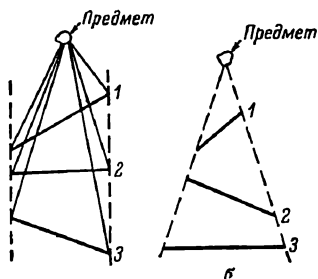
где D — диаметр объектива.

Предел разрешения микроскопа

$$\delta x = 0.61 \frac{\lambda}{A}, \quad (35)$$

где A — числовая апертура.

Предел разрешения спектрального прибора с дифракционной решеткой, дающей спектр первого порядка, можно вычислить по одной из следующих формул:



$$\delta \lambda = \frac{\lambda}{N}, \quad (36)$$

$$\delta y = \frac{\lambda}{\alpha}, \quad (37)$$

$$\delta \varphi = \frac{\lambda}{L}, \quad (38)$$

Рис. 23.

a — голограммы 1—3 имеют одинаковое угловое разрешение (линейное разрешение убывает от 1 к 3); b — голограммы 1—3 имеют одинаковое линейное разрешение (угловое разрешение от 1 к 3 растет). Требования к разрешающей способности эмульсии уменьшаются от 1 к 3, к чувствительности эмульсии — растут от 1 к 3.

где N — полное число штрихов, α — угловая ширина решетки, L — проекция ширины решетки на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения.

Как мы уже установили ранее, голограмма является дифракционной решеткой, а потому ее разрешение может

быть определено по формулам (37) и (38). Таким образом, угловое разрешение голограммы зависит только от ее линейного размера, а линейное разрешение — от углового размера (рис. 23). Формулы (37) и (38) подтверждаются экспериментальными данными [18]. Они имеют общее значение для любых взаимных расположений опорного источника, предмета и голограммы (рис. 17), т. е. для любой голографической схемы.

Не всегда, однако, можно использовать голограмму столь больших размеров, чтобы обеспечить нужную степень разрешения. Например, при использовании опорного источника с плоским волновым фронтом (удаленного на бесконечность) по мере увеличения размеров голограммы увеличивается максимальная пространственная частота ее структуры. После того как эта частота

сравнится с предельной частотой, разрешаемой эмульсией, дальнейшее увеличение размеров голограммы будет бесполезным — фотоэмульсия не сможет передать ее структуры. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

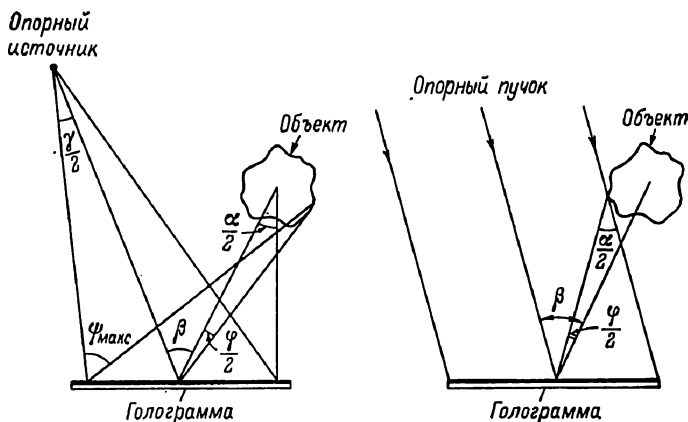


Рис. 24. К расчету пространственной частоты интерференционной структуры на голограмме.

a — общий случай, *б* — опорный источник на бесконечности.

Пространственная частота интерференционной картины может быть записана на основании формулы (24) в виде

$$\nu = \frac{\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2}{\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}}{\lambda}, \quad (39)$$

или, считая $\cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \approx 1$,

$$\nu = \frac{2 \sin \frac{\psi}{2}}{\lambda}, \quad (40)$$

где $\psi = \varphi_1 + \varphi_2$ — угол между интерферирующими пучками.

Как следует из рис. 24, *a*, наивысшая пространственная частота будет соответствовать максимальному углу между пучками

$$\psi_{\max} = \beta + \frac{\alpha}{2} - \frac{\gamma}{2} + \frac{\varphi}{2}. \quad (41)$$

Здесь α — угловые размеры голограммы (вершина угла в центре объекта), γ — угловая расходимость опорного пучка, β — угол между осями опорного и предметного пучков, φ — угловые размеры объекта.

Таким образом [18],

$$v_{\text{макс}} = \frac{2 \sin \left(\frac{\beta}{2} + \frac{\alpha - \gamma + \varphi}{4} \right)}{\lambda}. \quad (42)$$

Поэтому если задано разрешение эмульсии $v_{\text{пр}}$, то мы можем варьировать углы α , β и γ лишь в таких пределах, при которых выполняется условие

$$\frac{\beta}{2} + \frac{\alpha - \gamma + \varphi}{4} \leq \arcsin \frac{v_{\text{пр}} \lambda}{2}. \quad (43)$$

При этом следует помнить, что линейное разрешение определяется угловыми размерами голограммы α , и нам выгодно эту величину сделать максимальной за счет уменьшения остальных.

Рассмотрим сначала случай опорной волны с плоским фронтом ($\gamma=0$). Минимальному углу β в этом случае соответствует опорный пучок, проходящий вплотную к объекту (рис. 24, б). Как видно из этого рисунка, $\beta_{\text{мин}} = \frac{\varphi}{2} + \frac{\alpha}{2}$ и условие (43) запишется следующим образом:

$$\frac{\alpha + \varphi}{2} \leq \arcsin \frac{v_{\text{пр}} \lambda}{2}. \quad (44)$$

Предельно достижимое при этом линейное разрешение нетрудно оценить, заменяя $\arcsin \frac{v_{\text{пр}} \lambda}{2}$ на $\frac{v_{\text{пр}} \lambda}{2}$. Тогда $\alpha \leq v_{\text{пр}} \lambda - \varphi$ и, согласно (37),

$$\frac{1}{\delta y} \leq v_{\text{пр}} - \frac{\varphi}{\lambda}. \quad (45)$$

Или, другими словами, для голограммы, полученной с параллельным опорным пучком, линейное разрешение в плоскости предмета может быть лишь хуже линейного разрешения фотослоя.

Рассмотрим другой крайний случай. Пусть опорный источник помещен в плоскости объекта, т. е. $\gamma = \alpha$ (без-

линзовая фурье-голография). Теперь α и γ в выражении (43) сокращаются, и, таким образом, это условие не накладывает никаких ограничений на угловые размеры голограммы α и, следовательно, на линейное разрешение в плоскости предмета.

Таким образом безлинзовая фурье-голограмма в принципе может дать линейное разрешение по предмету выше, чем линейное разрешение фотослоя.

Практически, однако, трудно сделать голограмму, охватывающую угол α , больший чем 1 радиан. Поэтому, как следует из формулы (37), предел разрешения, как правило, не менее длины волны.

Схема безлинзовой фурье-голографии позволяет, приблизив опорный источник вплотную к объекту и оставив остальные части схемы неизменными, максимально снизить пространственную частоту интерференционной структуры. Поэтому при таком расположении опорного источника требования к разрешающей способности фотослоя могут быть снижены. Однако при этом следует учитывать, что ореол от яркого изображения источника нулевого порядка может портить края восстановленного изображения.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

§ 3. УСТАНОВКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ГОЛОГРАММ

Схемы установок

Рассмотрим схемы установок, применяемых для голографирования. В качестве источника света, как правило, употребляются лазеры, хотя возможны схемы с использованием обычных источников излучения, обладающих линейчатым спектром, из которого фильтрами выделяется одна или несколько линий. Ряд схем, употребляемых для голографирования трехмерных объектов и прозрачных транспарантов, представлен на рис. 25—34. Как правило, в каждой такой схеме есть две ветви, одна из которых освещает объект, другая образует опорный источник света.

Расширение пучков и изменение их направления¹

Лазеры излучают узкие световые пучки диаметром несколько миллиметров. Они расширяются до нужных диаметра и расходимости с помощью линз или их систем. Чтобы расширить параллельный световой пучок (рис. 35), удобно использовать телескопическую систему, состоящую из микрообъектива и длиннофокусной линзы большого диаметра. Фокусы обеих линз совмещены. Увеличение диаметра пучка равно отношению фокусных расстояний f_2/f_1 . Смещая линзу вдоль оптической оси, можно получить сходящийся или расходящийся пучок света.

Рис. 25. Схемы голографирования прозрачных объектов, по Лейту и Упатниексу.

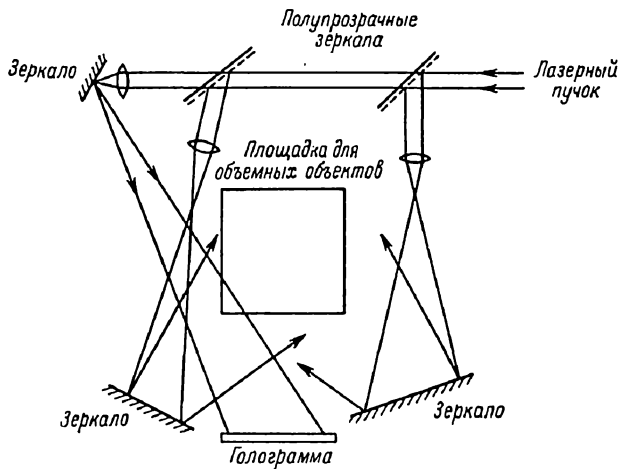
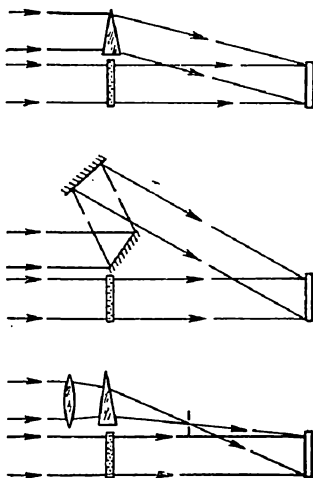


Рис. 26. Схема получения голограмм трехмерных объектов с двухсторонним освещением сцены.

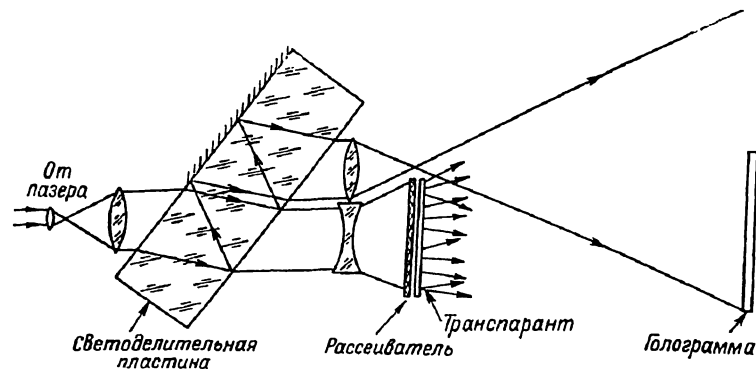


Рис. 27. Схема получения безлинзовых фурье-голограмм транспарантов с рассеивателем.

Фокусные расстояния положительной и отрицательной линз одинаковы.

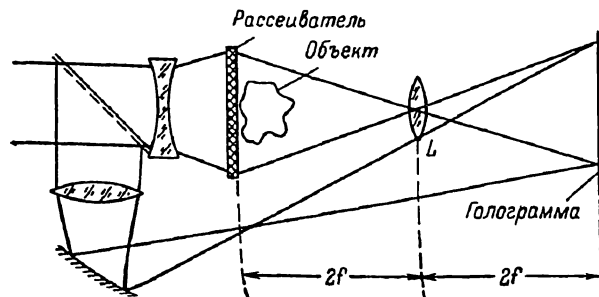


Рис. 28. Схема получения голограмм прозрачных объектов с рассеивателем при недостаточной пространственной когерентности излучения лазера.

Рассеиватель проецируется линзой на голограмму, чем достигается совмещение модовой структуры опорного и предметного пучков.

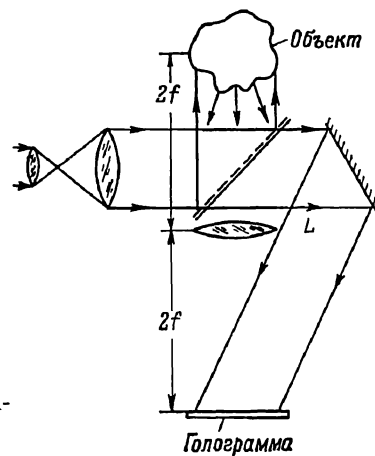


Рис. 29. Схема получения голограмм трехмерных рассеивающих объектов при недостаточной пространственной когерентности лазерного излучения.

Объект проецируется линзой на голограмму, чем и достигается совмещение модовой структуры пучков.

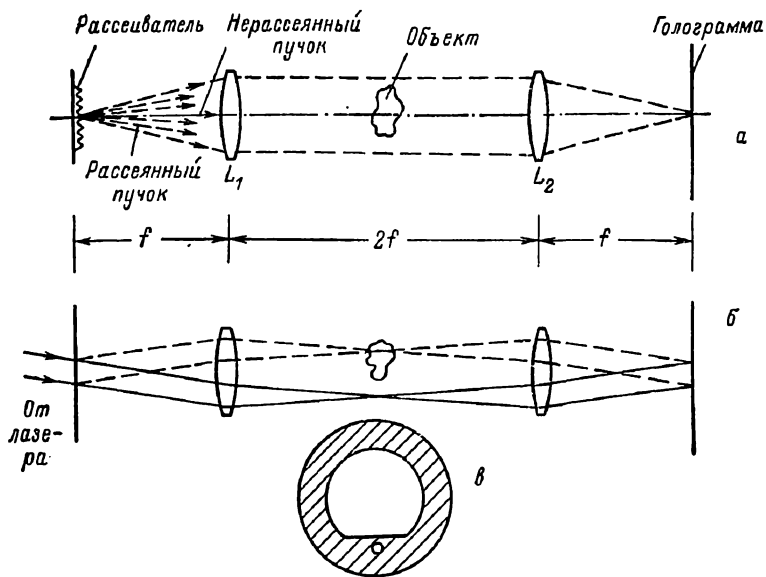


Рис. 30. Схема с рассеивателем [32, 33].

a — вид сбоку, *б* — сверху. Рассеиватель проектируется на голограмму линзами L_1 и L_2 . В плоскость объекта вводится диафрагма *в* с двумя отверстиями: большим — для предметного пучка и малым — для опорного. Последний образуется нерассеянной частью светового пучка.

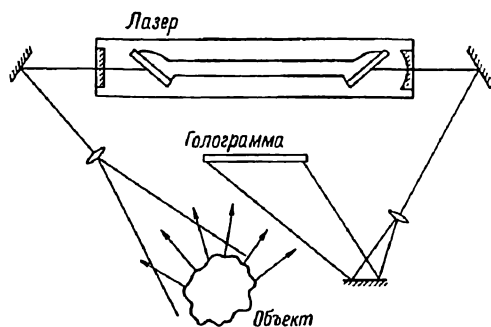


Рис. 31. Схема голографирования без светоделителей, использующая второй пучок лазера в качестве опорного.

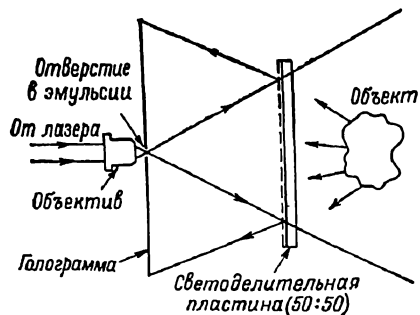


Рис. 32. Схема получения габоровых голограмм непрозрачных рассеивающих объектов [34].

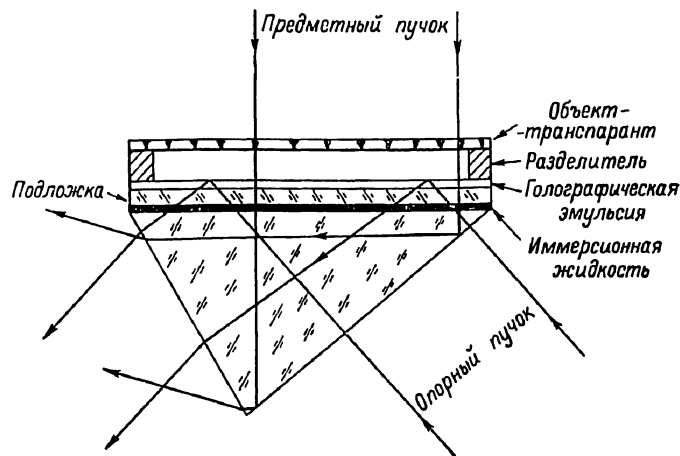


Рис. 33. Схема голографирования с опорным пучком, претерпевшим полное внутреннее отражение на границе фотоэмульсии—воздух [35].

Здесь фактически на одной пластинке регистрируются две голограммы: с падающим опорным пучком (эта голограмма имеет высокую пространственную частоту) и с отраженным пучком (голограмма имеет низкую пространственную частоту). Восстановление волнового фронта производится с той же призмой. Схема допускает близкое к голограмме расположение объекта.

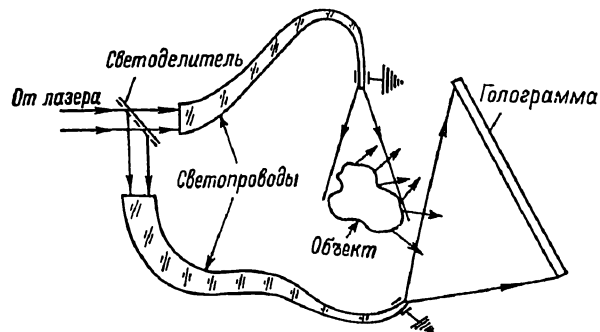


Рис. 34. Схема получения голограмм с волоконными световодами [36].

Сузжающийся гибкий световод с выходным диаметром в несколько микрон играет роль микроскопического объектива с точечной диафрагмой и дает на выходе идеальную сферическую волну. Угловое расширение пучка равно уменьшению диаметра выходного отверстия по отношению к входному.

Для изменения направления световых пучков используют зеркала и призмы. Применяя последние, надо иметь в виду возможность возникновения вторичных отражений от граней, приводящих к появлению паразитных пучков. Яркости этих пучков обычно невелики, но они могут интерферировать с основными пучками и давать при этом весьма контрастные интерференционные полосы, ухудшающие качество голограмм.

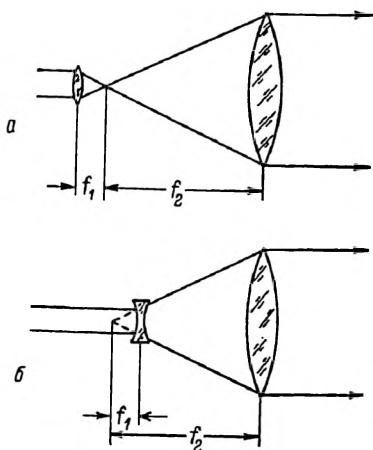


Рис. 35. Телескопические системы для расширения параллельного пучка.

a — с положительной линзой, *b* — с отрицательной. Система с отрицательной линзой предпочтительна при использовании лазера с гигантским импульсом, так как в фокусе положительной линзы может возникнуть лазерная искра.

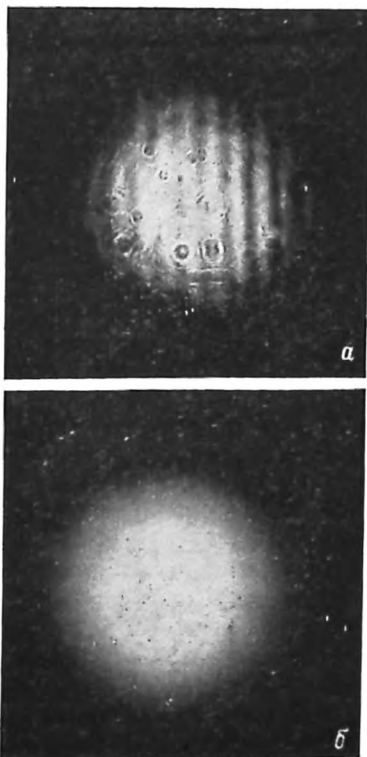


Рис. 36. Фильтрация опорного пучка системой объектив—отверстие [38].

a — структура исходного пучка, *b* — после фильтрации.

Такое же влияние на качество голограмм оказывают пылинки, осевшие на оптические детали, формирующие опорный пучок. Эффектные кольца, покрывающие поверх-

ность голограммы (см., например, рис. 11, а), есть не что иное, как результат дифракции когерентного света на пылинках. При этом происходит модуляция почернения голограммы: участки, соответствующие максимумам, оказываются передержанными, минимумам — недодержанными. Эффективная площадь голограммы уменьшается, а качество восстановления ухудшается.

Хорошая голограмма должна иметь ровную, визуально однородную поверхность. Для этого в фокусе микроскопического объектива, расширяющего опорный пучок, обычно помещают диафрагму с отверстием диаметром порядка 10—15 мкм. Приспособление объектив—точечное отверстие играет роль пространственного фильтра. Из малого отверстия выходит идеальная сферическая волна, лишенная всяких следов аберраций оптической системы формирующей пучок, интерференции, вызванной вторичными отражениями, а также дифракции на пылинках и дефектах оптики (рис. 36).

Естественно, что юстировка положения отверстия должна быть произведена весьма тщательно как в продольном, так и в поперечных направлениях. В противном случае большая часть энергии излучения будет задержана и не пройдет через отверстие.

Отверстие подходящего диаметра можно проколоть острием иглы в тонкой алюминиевой фольге, положенной на твердую, гладкую поверхность. Наилучшее отверстие отбирают под микроскопом. Хорошее отверстие можно также пробить импульсным рубиновым лазером, сфокусировав его излучение на фольге с помощью хорошо скорректированного объектива.

Разделение пучков

Для деления светового пучка лазера на две ветви используют два основных приема: деление амплитуды и деление фронта световой волны.

При амплитудном делении применяют полупрозрачные зеркала, клинья или дифракционные решетки. Схемы этих устройств изображены на рис. 37.

Для этой же цели употребляют и двупреломляющие системы, например призмы Волластона, кристаллы кальцита или другого двупреломляющего вещества (рис. 38). Выходящие из таких систем пучки поляризованы во вза-

имно перпендикулярных плоскостях, и, чтобы они могли интерферировать, их пропускают через поляризатор, ориентированный под углом 45° к плоскостям поляризации каждого из пучков. При этом теряется половина световой энергии. Пучки можно привести к одной плоскости поляризации без потери света с помощью элементов,

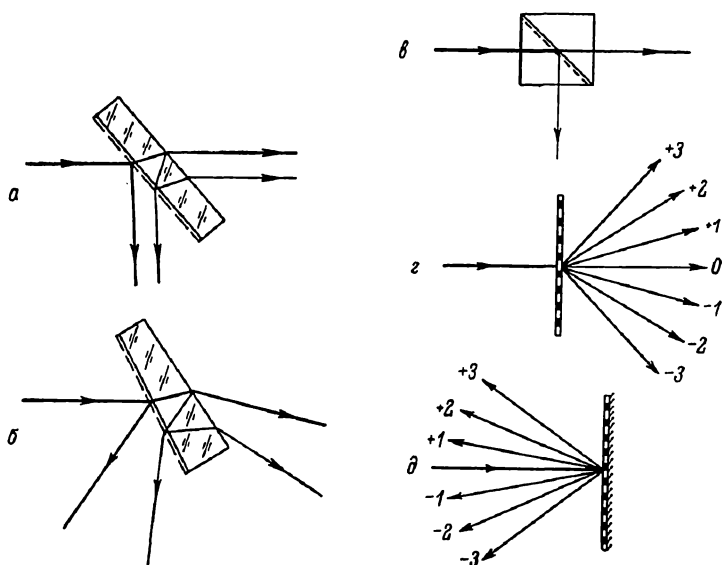


Рис. 37. Устройства для амплитудного деления световых пучков. а — полупрозрачное зеркало, б — клин, в — светоделительный кубик, г — прозрачная решетка, д — отражательная решетка.

вращающих плоскость поляризации, например, пропуская их через кварцевые кристаллические пластинки, вырезанные перпендикулярно оптической оси. Поворот плоскости поляризации на 90° осуществляется кварцевой пластинкой толщиной 4.8 мм (λ 6328 Å).

Для амплитудного деления можно использовать также рассеиватель. Диффузное излучение, выходящее из него, освещает объект, а часть, оставшаяся нерассеянной, используется для формирования опорного пучка. Такая схема представлена на рис. 30.

Деление фронта световой волны может также осуществляться с помощью зеркал, призм и линз. Соответствующие схемы показаны на рис. 39.

Схемы с делением фронта световой волны могут применяться лишь при полной пространственной когерентности пучка, схемы с амплитудным делением — и при пространственно некогерентном излучении. Последние

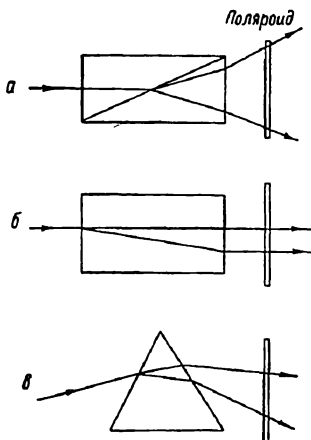


Рис. 38. Поляризационные устройства для амплитудного деления световых пучков.

а — призма Вольстаона (возможно применение также призм Рошона и Сенармона), б — калыцитовая пластина, в — калыцитовая призма.

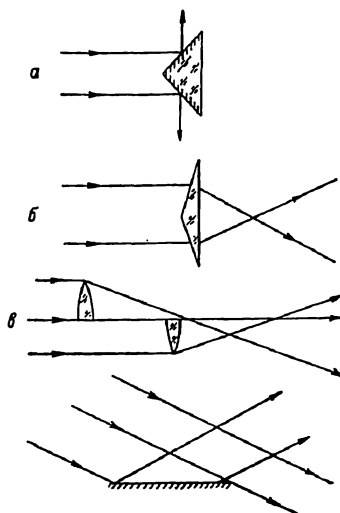


Рис. 39. Устройства для деления фронта световой волны.

а — призма с наружным отражающим слоем, б — бипризма, в — билинза, г — зеркало Ллойда.

позволяют в некоторых случаях совместить модовую структуру опорного и предметного пучков (см. ниже). Иногда при голографировании обходятся без светоделительных оптических деталей, используя в качестве опорного второй, более слабый пучок, излучаемый лазером (рис. 31). Широкие возможности для конструирования голографических систем предоставляют волоконно-оптические элементы [36, 37] (рис. 34).

Соотношение освещенностей

При голографировании добиваются оптимального соотношения освещенностей, создаваемых в плоскости голограммы опорным источником света и предметом. Как

правило, освещенность от опорного источника должна быть в несколько (3—10) раз больше. В этом случае экспозиция почти полностью определяется освещенностью, создаваемой опорным источником, а контраст полос несколько уменьшается по сравнению с максимальным, когда освещенности, создаваемые обоими пучками, одинаковы, что уменьшает возможность выхода из линейного участка кривой рис. 21, б. На рис. 40 представлена зависимость контраста K интерференционной картины

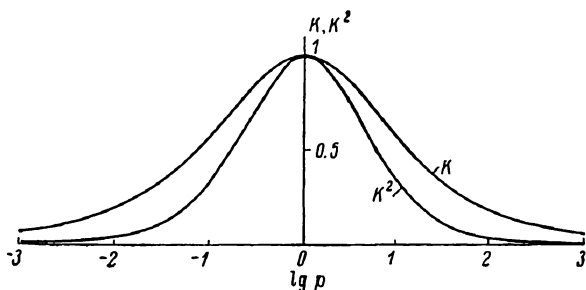


Рис. 40. Зависимость контраста интерференционной картины (K) и его квадрата от соотношения освещенностей (p), создаваемых опорным и предметным пучками.

от соотношения освещенностей $p = E_{\text{опор}}/E_{\text{пред}}$, создаваемых интерферирующими пучками. График построен в предположении абсолютной когерентности пучков по формуле (13).

На этом же рисунке показана в относительных единицах зависимость от p величины $K^2 = 4p/(1+p)^2$, которой пропорциональна яркость восстановленного изображения.

В работе [39] левая часть кривой (рис. 40) была использована для восстановления с голограммы негативного изображения. В условиях, когда освещенность, создаваемая объектом, выше освещенности, создаваемой опорным пучком, более яркие части спроектированного на голограмму объекта создают решетку меньшего контраста и выходят менее яркими на восстановленном изображении. Разумеется, этот метод получения негативных изображений неприменим для голографии в рассеянном свете, когда происходит перемешивание излучения от разных точек объекта по всей поверхности голограммы.

При слабом опорном пучке и соответственно сильном освещении голограммы объектом делается заметной взаимная интерференция световых волн, испущенных разными точками объекта. Каждую точку объекта можно рассматривать как опорный источник по отношению к остальным его точкам. При восстановлении изображение опорного источника оказывается окруженным широким ореолом вследствие дифракции света на перекрестной интерференционной структуре. Ореол может накладываться на восстановленное изображение и портить его. Чтобы этого не происходило, надо выбирать угол β между осями опорного и предметного [пучков (см. рис. 19) больше $3/2 \alpha$, где α — угловые размеры объекта. Впрочем, если опорный пучок создает на фотопластинке освещенность в несколько раз большую, чем предметный пучок, то перекрестная интерференционная структура на голограмме обычно незаметна. При голографировании объектов, обладающих свойствами симметрии, такая перекрестно-интерференционная

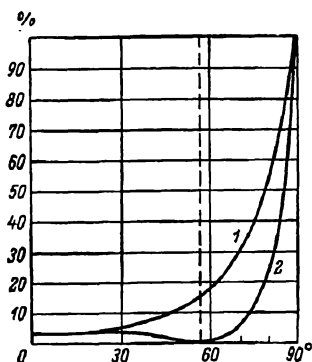


Рис. 41. Зависимость коэффициента отражения (граница воздух—стекло, $n=1.52$) от угла падения.

1 — свет поляризован в плоскости падения; 2 — свет поляризован перпендикулярно плоскости падения.

голограмма достаточна для получения многих важных сведений об объекте. В этом случае возможно получать голограммы без опорного пучка, что особенно ценно для рентгеновской голографии кристаллов [40].

В рационально построенной установке желаемого соотношения освещенностей голограммы от опорного и предметного пучков добиваются не фильтрами, а подбором светоделителей. При этом наиболее полно используется энергия излучения лазера. Следует иметь в виду, что обычно потери энергии в ветви предметного пучка гораздо больше, чем в ветви опорного пучка (в 10—1000 раз). Поэтому часто выгодно в качестве светоделительного зеркала применять простой стеклянный клин без покрытия, используя в качестве опорного один из отраженных им пучков. Отношение световых потоков в пучках

при этом можно варьировать в широких пределах наклонном светоделительном клина, поскольку, как известно, френелевский коэффициент отражения зависит от угла падения (рис. 41).

Для изменения соотношения интенсивностей пучков еще более удобно использовать зависимость соотношения отраженной и пропущенной световой энергии от ориентации плоскости поляризации. Как видно из рис. 41, если угол падения света на стеклянную пластинку ($n = 1,52$) равен $56^{\circ}40'$ (угол Брюстера), то, поворачивая плоскость поляризации падающего на пластинку света на 90° , можно менять соотношение интенсивностей пучков от 5 до бесконечности. При угле падения 70° пределы изменения соотношения интенсивностей — от 2 до 18. Плавный и регулируемый поворот плоскости поляризации осуществляют с помощью кварцевых клиньев, вырезанных перпендикулярно оптической оси. Вращательная способность кварца равна около 19 град./мм для λ 6328 Å и около 16 град./мм для λ 6943 Å.

Поляризационный светоделитель с варьируемым отношением интенсивностей пучков описан в работе [41]. Он аналогичен представленному на рис. 38, а и состоит из призмы Рошона и установленной перед ней полуволновой пластинки, которую можно вращать вокруг оптической оси.

Иногда необходимо менять соотношение интенсивностей пучков, полностью сохраняя их фазовую структуру. Например, при проявлении голографической интерферограммы «на месте», когда для получения максимального контраста интерференционных полос надо изменить то соотношение интенсивностей пучков, которое было оптимальным при получении голограммы. При этом пользуются либо плоскопараллельными светофильтрами, либо высококачественными поляризаторами, вращаемыми вокруг оси пучка.

В последнем случае, чтобы сохранить ориентацию плоскости поляризации неизменной, за вращающимся поляризатором устанавливают неподвижный, ориентированный на максимум пропускания исходного пучка.

Для уменьшения фазовых искажений волнового фронта фильтр или поляризатор вводят в наиболее узкую часть пучка, обычно вблизи фокуса.

Необходимо иметь возможность проводить фотоэлектрические измерения освещенностей в плоскости голограмм. Для этого используют любой достаточно чувствительный фотодиод, фотосопротивление, фотоэлемент или фотоумножитель, с помощью которого устанавливают желаемое соотношение интенсивностей пучков и определяют время выдержки.

Разработаны также автоматические фотоэлектрические затворы, включающие интегрирующую схему, срабатывающую, когда экспозиция достигает заданной величины [42].

Голографирование самосветящихся объектов

При необходимости голографировать самосветящиеся объекты голограмму следует предохранить от света, излучаемого объектом. Этого достигают подбором фильтров, максимально прозрачных для лазерного излучения и по возможности срезающих как длинноволновую, так и коротковолновую части спектра.

Например, для гелий-неонового лазера (λ 6328 Å) удобно использовать фильтр КС-13 [43], непрозрачный для $\lambda < 6150$ Å. Действие более длинноволновой части спектра обычно устраняется автоматически, так как к ней эмульсия малочувствительна.

Если для устранения засветки этих мер недостаточно, используют более совершенную фильтрацию, например узкополосными интерференционными фильтрами с максимумом пропускания, совпадающим с линией излучения лазера. Следует, однако, иметь в виду, что такой фильтр должен быть установлен в параллельном пучке света, так как положение максимума его пропускания зависит от угла падения и смещается в коротковолновую сторону при отклонении падающего луча от нормали. Для уменьшения засветки могут служить также поляриды, ориентированные так, чтобы пропускать поляризованное излучение лазера. При этом они вдвое ослабляют естественное излучение объекта. Впрочем, не следует особенно бояться небольшой дозы попадающего на голограмму некогерентного излучения. В работе [44] показано, что, даже когда некогерентная экспозиция в 50 раз превышает экспозицию от предметного пучка, качество восстановленного изображения остается удовлетворительным.

Другие детали голографической установки

Фотопластинки вкладывают в специальные кассеты или же в кассеты для фотоаппаратов или спектрографов. Пленкой (если достаточен размер кадра) заряжают обычный фотоаппарат, из которого удален объектив. Линзы, призмы, зеркала, фильтры и кассеты должны зажиматься в оправы, имеющие необходимые юстировочные степени свободы.

Для конструирования голографической установки удобны детали из наборов оптической скамьи ОСК-2 или ОСК-3. Заметим, однако, что многие элементы этих дорогих наборов излишни для голографии, а другие, наоборот, имеются в недостаточном количестве.

Разработаны также специальные наборы оптических деталей для голографии. В Советском Союзе — интерферометрический стол СИН Новосибирского приборостроительного завода им. В. И. Ленина и установки типа УИГ Всесоюзного научно-исследовательского института оптико-физических измерений. В США столы для голографии с необходимым набором деталей выпускаются фирмами Ealing, Newport Research Corp. и др. В Англии — фирмой Optel.

Фирма TRW (США) выпускает установку «Голокамера 1200» для импульсной голографической интерферометрии. Эта установка содержит: одномодовый рубиновый лазер с усилителем, излучающий двойные импульсы с заданным интервалом между ними (от 5 мксек. до 10 сек.), гелий-неоновый лазер для юстировки системы и восстановления волнового фронта, необходимые держатели, зеркала, линзы, рассеиватели и пр., а также набор необходимых приборов для контроля и налаживания схемы — автоколлиматор, осциллограф и т. д.

При конструировании голографической установки следует иметь в виду предполагаемую длительность экспозиции. Смещение любых частей установки во время выдержки не должно приводить к изменению разности хода между интерферирующими пучками, большему чем $\lambda/4$. Когда оно достигает $\lambda/2$, интерференционная картина полностью размывается. Это предъявляет особенно жесткие требования к стабильности положения тех оптических деталей, через которые свет проходит или от которых он отражается после деления на две ветви. Отражаю-

щие или рассеивающие свет оптические детали (к ним может относиться и объект голографирования), как правило, не должны смещаться более чем на $\lambda/8$. К деталям, пропускающим световые пучки, предъявляются менее жесткие требования.

Все эти требования, обычные для интерферометрических установок, легко удовлетворяются без каких-либо предосторожностей, если голограммы регистрируют с помощью импульсных лазеров (длительность импульса порядка 1 мсек.). С помощью лазеров с «гигантским импульсом», длительность которого составляет несколько наносекунд или десятки наносекунд, можно голографировать даже движущиеся объекты.

Другое дело — газовые лазеры непрерывного излучения, при использовании которых длительность экспозиции составляет от долей секунды до минут, иногда даже десятков минут. В этих случаях принимают специальные меры для крепления деталей установки, устранения вибраций, температурной стабилизации и т. д. Детали установки обычно располагают на массивной гранитной, бетонной или стальной плите, которая в свою очередь покоится на накачанных автомобильных камерах, теннисных или футбольных мячах.

Наша промышленность выпускает разметочные плиты размером 2×1 м и 1.5×1 м. Весит такая плита около тонны. Собственная частота колебаний плиты, лежащей на двух автомобильных камерах, около одного герца.

Для контроля виброустойчивости установки часто достаточно иметь микроскоп с необходимым увеличением, сфокусированный примерно на плоскость, в которой должна располагаться голограмма, и проверять неподвижность и резкость голографической структуры визуально. При этом надо последовательно испробовать все возможные механические помехи (от насосов, станков, хождения по комнате, разговоров и т. п.). Это позволит определить, какие меры предосторожности необходимы, а какие излишни. Для сохранения полос неподвижными при действии помех предложены схемы стабилизации, автоматически вводящие фазовый сдвиг, компенсирующий сдвиг, вызванный помехой [45]. Однако установки такого рода очень сложны и должны применяться лишь в исключительных случаях, когда все остальные способы устранения помех не привели к желаемым результатам.

В некоторых случаях для избавления от помех или для голографирования хаотически движущихся объектов можно использовать схему с «локальным опорным пучком», предложенную в ряде работ (например, [46—48]). Смысл схемы заключается в том, что для формирования опорного пучка используют часть света, отраженного или рассеянного объектом, или же свет, отраженный зеркальцем, жестко связанным с объектом. Смещение частоты, обусловленное движением объекта, происходит одновременно и в опорном и в предметном пучках, а интерференционная картина остается неподвижной.

Установки с локальным опорным пучком требуют стабильности объекта не в интерферометрическом, а лишь в обычном фотографическом смысле.

Если скорость движения объекта постоянна, то стабильность интерференционной картины можно увеличить, компенсируя доплеровский сдвиг частоты предметного пучка ультразвуковой ячейкой, помещенной в один из пучков. Пучок света, испытавший дифракцию на бегущей ультразвуковой волне, имеет частоту, отличающуюся от исходной на $\Delta\nu = \pm k\nu_{zv}$, где k — порядок спектра, ν_{zv} — частота ультразвука. Учитывая, что $\Delta\nu_D = \frac{v}{\lambda} \cos \theta$, и приравнявая $\Delta\nu$ и $\Delta\nu_D$, получаем формулу для расчета необходимой частоты ультразвукового генератора

$$\nu_{zv} = \frac{v \cos \theta}{k\lambda}.$$

Так, например, для объекта, проекция скорости которого на предметный пучок $v \cos \theta = 10$ м/сек., необходимая частота ультразвуковой ячейки составляет около 16 Мгц (λ 6328 Å, $k=1$).

Если ограниченная стабильность установки и недостаточная мощность лазера не позволяют экспонировать голограмму необходимой площади, то в некоторых случаях ее можно экспонировать по частям, как это предложено в работе [49].

Если нужно сохранить голограмму в точности в том же положении, которое она занимала во время экспозиции, прибегают к ее проявлению и фиксированию на месте [50]. Такая необходимость возникает в голографичес-

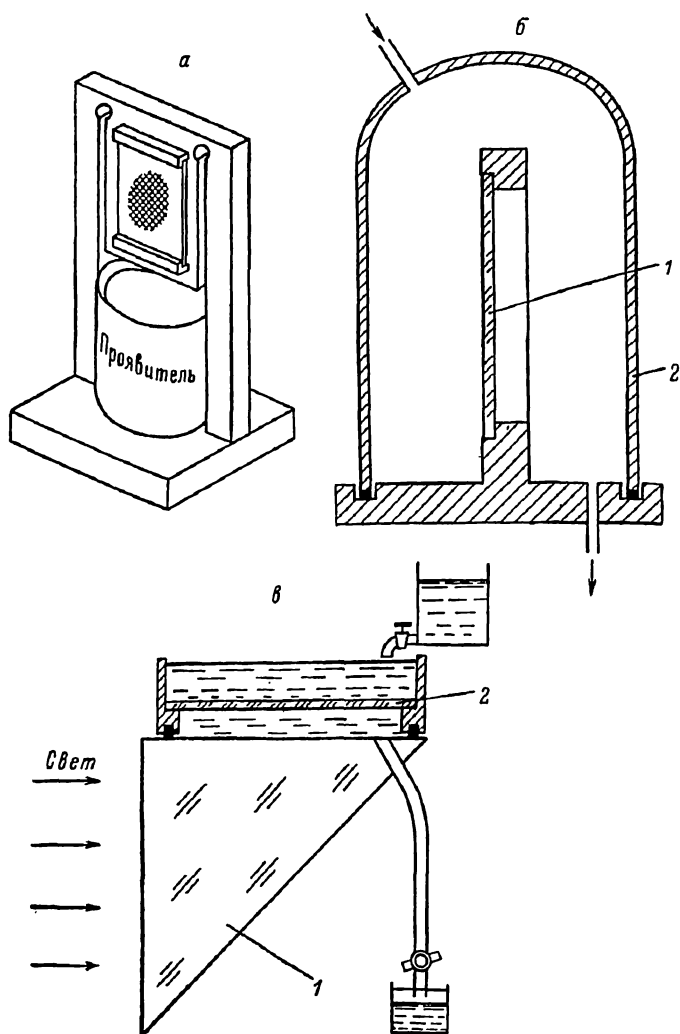


Рис. 42. Приспособления для проявления голограммы на месте.

кой интерферометрии (см. стр. 128). Для проявления на месте используют держатель фотопластинки специальной формы, позволяющий подставить под нее стаканчик с про-

являющим раствором (рис. 42, а). Предложены и другие устройства. На рис. 42, б представлен держатель пластины (1) с коллаком (2), который надевается на держатель для проявления и промывки голограммы. На рис. 42, в показано приспособление для проявления с 45°-й призмой (1) [51]. В призме проделано отверстие для слива растворов. Перед экспонированием голограммы и после проявления и фиксирования ванночка с фотопластинкой (2), укрепленная на призме, заполняется чистой водой. Это необходимо для того, чтобы сохранить фотослой в набухшем состоянии. Кроме того, вода играет роль иммерсии, снижающей потери света на отражение и повышающей качество восстановленных изображений.

В работе [52] для этой же цели предложено экспонировать голограмму на пластинке, предварительно помещенной на несколько минут в проявитель. В этом случае можно непосредственно наблюдать за появлением восстановленного изображения во время экспозиции.

Рассеиватели

При получении голограмм транспарантов перед последними обычно устанавливают рассеиватели, преобразующие направленное излучение лазера в диффузное. Голограмма транспаранта, полученная с рассеивателем, обладает всеми рассмотренными ранее свойствами, характерными для голограмм трехмерных объектов. Главным из этих свойств является то, что излучение от каждой точки объекта распределено по всей голограмме и, следовательно, каждый малый участок голограммы содержит информацию о всем объекте. Благодаря этому мнимое изображение всего транспаранта можно наблюдать непосредственно глазом. Если транспарант голографируется без рассеивателя, то голограмма не обладает этим свойством и каждому участку транспаранта соответствует свой участок голограммы. Рассеиватели применяются также для равномерного и диффузного освещения трехмерных объектов и сцен. Применение рассеивателя выравнивает экспозицию по всей поверхности голограммы и облегчает выбор рабочей точки на характеристической кривой при ограниченном динамическом диапазоне фотоматериала. Естественно, что характеристики голограммы

в значительной степени зависят от свойств рассеивателя.

В качестве рассеивателей обычно применяют тонкошлифованное стекло или кварц. Очень мелкозернистый рассеиватель можно получить обработкой стеклянной пластинки в парах фтористого водорода. Молочные стекла выгодно использовать как диффузные отражатели. Некоторые из таких стекол имеют коэффициент диффузного отражения, близкий к единице. Таким же образом употребляют металлические или стеклянные поверхности, покрытые слоем окиси магния.

При применении рассеивателей в голографии следует иметь в виду, что угловые размеры голограммы должны быть согласованы с индикатрисой рассеяния. Если последняя слишком широка, то значительная часть лазерного света пройдет мимо голограммы. Если же, наоборот, индикатриса рассеяния очень вытянута, то это вызовет неравномерное освещение голограммы. Форма индикатрисы в основном определяется размерами зерен рассеивателя. В работе [53] в качестве рассеивателя использовался фильтр Христиансена, представляющий собой взвесь стеклянного порошка в жидкости, близкой по показателю преломления к стеклу. Ширину индикатрисы рассеяния такого фильтра можно легко регулировать, изменяя его температуру, что представляет в ряде случаев значительные удобства. Однако необходимо заботиться о строгом постоянстве температуры такого рассеивателя за все время выдержки.

В работе [33] в качестве рассеивателя в схеме (рис. 30) использовалась отбеленная голограмма матового стекла, полученная в той же установке. Этим достигалось идеальное согласование индикатрисы рассеяния с геометрией установки. Пучок нулевого порядка такой голограммы служил опорным. Ему соответствовало около 60% полного светового потока; по 10—15% приходилось на каждую из двух рассеянных волн первого порядка.

При восстановлении изображений диффузно отражающих объектов или транспарантов, освещенных через рассеиватель, возникает, как уже отмечалось, характерная зернистая структура изображения (рис. 15). Размеры зерен определяются апертурой голограммы. Зернистость ухудшает разрешающую способность голограмм, особенно в тех случаях, когда апертура мала. Для уменьшения

влияния зернистой структуры можно разделить экспозицию на несколько частей, всякий раз немного сдвигая рассеиватель. На фотопластинке соответственно регистрируется несколько голограмм, каждая из которых восстановит одинаковое изображение объекта на одном и том же месте, по зернистая структура этих изображений будет различна, что и приведет к ее усреднению. Конечно, не следует пытаться снимать голограммы с хаотически движущимся во время экспозиции рассеивателем. Полученная таким образом голограмма не восстановит никакого изображения. Однако, если ввести движущуюся неоднородную по толщине пленку (например, вращаемый моторчиком диск из кальки или полиэтилена) в световой пучок, используемый при восстановлении, то обычно можно значительно уменьшить усредненную во времени видимую зернистую структуру изображения.

Другой метод ослабления зернистости восстановленного изображения применим только к фурье-голограммам. Пространственная частота интерференционной структуры на такой голограмме меняется очень медленно. Поэтому небольшие поступательные перемещения голограммы в ее собственной плоскости практически не приводят к сдвигу восстановленного изображения. В то же время зернистая структура изображения в каждом новом положении голограммы хаотически изменяется. Поэтому если укрепить фурье-голограмму на вибрирующей подставке, то можно добиться существенного улучшения изображения. В качестве такой подставки нами использовался диффузор включенного громкоговорителя.

При освещении трехмерных фазовых объектов через рассеиватель открывается возможность восстановления и исследования волн, прошедших через объект по многим направлениям. Это необходимо для однозначной интерпретации полученных результатов; в частности, возможно построение поля показателя преломления неосесимметричного фазового объекта по одной голографической интерферограмме, охватывающей достаточно большой телесный угол.

Однако для получения контрастных интерференционных полос необходимо диафрагмировать голограмму. Это в свою очередь вызывает огрубление пятнистой структуры восстановленного изображения.

В работе [54] предложено освещать объект не с помощью рассеивателя, а через фазовую дифракционную решетку.

Полученная голографически решетка с 50 лин./мм давала яркие пучки первых трех порядков с каждой стороны от нормали и позволяла, таким образом, получить семь лишенных пятнистой структуры интерферограмм, охватывающих угол зрения около 11° (через 1.8°).

§ 4. ИСТОЧНИКИ СВЕТА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ГОЛОГРАММ

Основные требования к протяженности и монохроматичности источника света для получения голограмм были рассмотрены нами ранее. Световые волны, испускаемые источником в различных направлениях, должны при последующей встрече на голограмме интерферировать. Это свойство источника света, определяемое его угловыми размерами, называют пространственной когерентностью. Световые волны, затратившие на путь от источника света к голограмме различное время, также должны образовывать при встрече контрастные интерференционные полосы. Это свойство называют временной когерентностью, оно связано с монохроматичностью источника излучения.

Для того чтобы получить излучение, обладающее нужной степенью временной когерентности, можно пропустить свет от обычного источника (лампы накаливания, ртутной лампы и т. д.) через узкополосный монохроматор.

Для получения световой волны с достаточной пространственной когерентностью расстояние от источника должно быть так велико, чтобы угловые размеры его были достаточно малы, или же надо сфокусировать его излучение на отверстие достаточно малого диаметра.

Однако, удовлетворив такими способами требованиям пространственной и временной когерентности, мы потеряем подавляющую часть светового потока.

Таким образом, проблема когерентности излучения сводится в конечном счете к проблеме спектральной яркости источника, т. е. мощности, излучаемой его единичной площадкой в единичном телесном угле и единичном интервале длин волн.

Лазеры превосходят обычные источники по спектральной яркости в миллионы и миллиарды раз. В отличие

от обычных источников лазер излучает свет в очень малом телесном угле. Поэтому, сфокусировав лазерное излучение на малое отверстие или удалив лазер достаточно далеко от голографической установки, мы почти не потеряем энергии.

Лазерному излучению, как правило, присуща высокая монохроматичность, что позволяет без существенных световых потерь удовлетворить также и требованиям временной когерентности. По этим причинам прогресс голографии стал возможен только после изобретения лазера.

Развитие голографии в свою очередь привело к созданию схем, в которых требования к когерентности света значительно снижены. Это позволило получать в ряде случаев голограммы высокого качества в свете обычных (нелазерных) источников.

Лазеры

Первые лазерные голограммы были получены с помощью гелий-неонового лазера с длиной волны излучения $6328 \text{ \AA}$. Впоследствии также использовали в качестве источника излучения значительно более мощный аргоновый лазер ($\lambda \lambda 5145, 4880, 4765 \text{ \AA}$). Для голографирования в настоящее время используются и импульсные лазеры, как правило, рубиновые ($\lambda 6943 \text{ \AA}$).

Принцип действия лазеров и подробное описание их свойств и особенностей изложены в ряде специальных книг (например, [55—59]). Мы кратко остановимся лишь на когерентных свойствах лазерного излучения, благодаря которым они и стали незаменимыми источниками света для голографии.

Как известно, в лазерном резонаторе устанавливаются поперечные стоячие волны типа ТЕМ (transverse electromagnetic). Тип колебания (мода) может быть охарактеризован тремя индексами и обозначается ТЕМ_{mnp} .

Первые два индекса (m, n) относятся к распределению полей в плоскости, перпендикулярной оси резонатора. Моды, различающиеся этими индексами, называются поперечными. Если лазер генерирует только одну из них, то такой режим работы называют *одномодовым*. На рис. 43 представлены сечения пучка при генерации лазером раз-

личных поперечных мод. Количество одновременно возбуждающихся мод определяется конфигурацией резонатора и характером взаимодействия каждой моды с активной средой.

Излучение, соответствующее основной моде низшего порядка c — TEM_{00q} , концентрируется вблизи от оси резонатора.

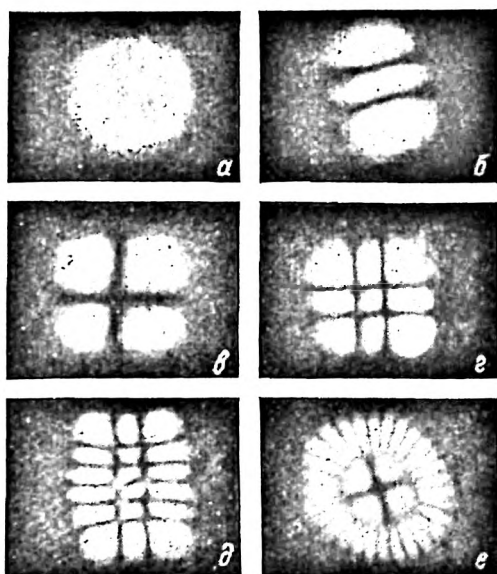


Рис. 43. Распределения интенсивности по сечению пучка излучаемого гелий-неоновым лазером.

a — TEM_{00q} , b — TEM_{01q} , c — TEM_{11q} , z — TEM_{22q} , d — TEM_{22q} , e — сложная многомодовая структура.

натора. Угловая расходимость излучения для моды TEM_{00q} минимальна и определяется дифракцией. Увеличение числа поперечных мод приводит к увеличению угловой расходимости излучения и эквивалентно увеличению протяженности источника.

Третий индекс (q) равен числу стоячих волн, укладываемых на длине L резонатора. Типы колебаний, различающиеся по этому индексу, называют продольными, или аксиальными, модами.

Линия излучения лазера, работающего на нескольких продольных модах, состоит из ряда эквидистантных линий с расстоянием между ними (в шкале волновых чисел) $\Delta \bar{\nu} = 1/2L$ (рис. 44). Количество одновременно генерируемых продольных мод определяется шириной линии флюоресценции активной среды и превышением уровня накачки над пороговым. Режим, при котором лазер генерирует только одну продольную моду, называют *одночастотным*.

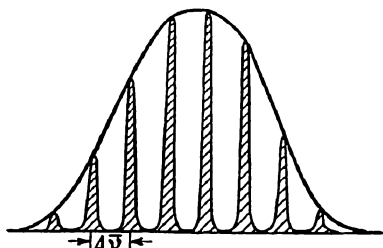


Рис. 44. Структура лазерной линии.

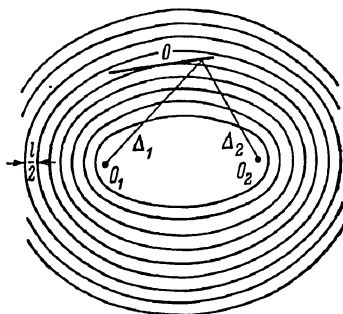


Рис. 45. Принципы рационального освещения объекта при ограниченной длине когерентности источника света [60].

Индекс q выражается числом много большим, чем m и n , и при обозначении мод обычно опускается.

Очевидно, что длина когерентности максимальна, когда лазер работает в одночастотном режиме.

Недостаточная длина когерентности ограничивает глубину голографируемой сцены и заставляет принимать меры для выравнивания путей опорного и предметного пучков от точки их разделения до голограммы. В этом случае следует также позаботиться о рациональном расположении объекта относительно источника света и голограммы так, чтобы путь источник—объект—голограмма для всех точек объекта был примерно одинаков.

Принципы наиболее рационального в этом смысле расположения объекта [60] легко уяснить из рис. 45.

Расположим источник, освещающий предмет, в точке O_1 , а центр голограммы — в O_2 . Поверхность, для точек которой суммой расстояний $b = \Delta_1 + \Delta_2$ от O_1 и O_2 постоянна,

представляет собой эллипсоид вращения, имеющий фокусы O_1 и O_2 .

На рис. 45 представлено сечение семейства таких эллипсоидов, каждому из которых соответствует свое значение

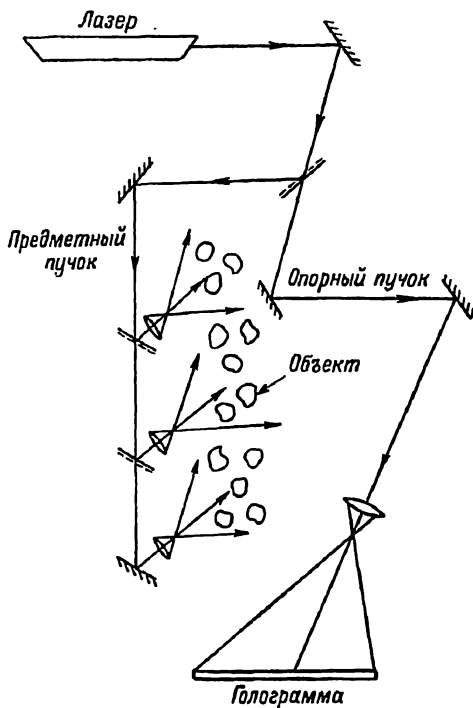


Рис. 46. Голографирование сцены, протяженной в глубину, с помощью лазера с ограниченной длиной когерентности [61].

b , а соседним эллипсоидам — изменение b на l , где l — длина когерентности.

Очевидно, что если освещенная поверхность объекта (O) расположена так, что она уместается между двумя соседними эллипсоидами (как показано на рис. 45), то временной когерентности источника будет достаточно для получения голограммы этой поверхности.

Для освещения протяженных объектов можно использовать также схему, приведенную на рис. 46, в которой объект освещается по частям.

Гелий-неоновые лазеры с короткими разрядными трубками (10—20 см) обычно работают в одночастотном режиме: на ширину линии флюоресценции укладывается только одна линия генерации. Недостаток таких лазеров — малая мощность излучения (0.1—0.5 мвт). Гелий-неоновые лазеры с длиной резонатора около 1—2 м имеют значительно большую мощность (20—150 мвт), но длина когерентности их невелика и обычно равна 10—20 см.

Для увеличения временной когерентности лазеров разработан ряд приемов, большинство из которых сводится к введению в резонатор селективного элемента, вносящего различные потери для разных компонент линии. В результате для некоторых продольных мод добротность резонатора практически не меняется, для других она значительно ухудшается, что приводит к срыву генерации на этих длинах волн: линия существенно сужается, а длина когерентности увеличивается. Общая мощность излучения при этом мало уменьшается.

Рубиновые лазеры, если не предпринимать никаких мер для сужения линии, имеют длину когерентности не более нескольких сантиметров. Селекция продольных мод, осуществляемая с помощью резонансных отражателей, позволяет увеличить длину когерентности до нескольких метров.

Действие резонансных отражателей, составленных из 2—3 стеклянных, кварцевых или сапфировых плоскопараллельных пластинок, эквивалентно сложному эталону Фабри—Перо (мультиплексу). Его спектр отражения имеет узкие максимумы, в пределах которых и осуществляется генерация.

Селекцию поперечных мод обычно осуществляют введением в резонатор лазера диафрагмы (рис. 47). Такая диафрагма предусмотрена в конструкции некоторых газовых лазеров. Мощность генерации при введении диафрагмы снижается для газовых лазеров (например, типов ЛГ-35, ЛГ-36, ЛГ-36А) примерно в 2—4 раза. Энергия вспышки рубинового лазера, излучающего «гигантский» импульс, при введении диафрагмы, подавляющей генерацию неаксиальных мод, уменьшается в 10—50 раз. Излучение такого лазера можно усилить, поставив для этого на его выходе вторую лазерную головку, накачиваемую синхронно с задающей. Коэффициент усиления обычно имеет величину около 3—5, что в значительной степени компенсирует потери от введения диафрагмы. В некоторых

работах использовались даже двух- и трехкаскадные или двух- и трехпроходные усилители такого типа.

Существует ряд приемов, позволяющих получать голограммы хорошего качества и с многомодовыми лазерами. Все они сводятся в конечном счете к более или менее точному совмещению модовой структуры опорного и предметного пучков на голограмме.

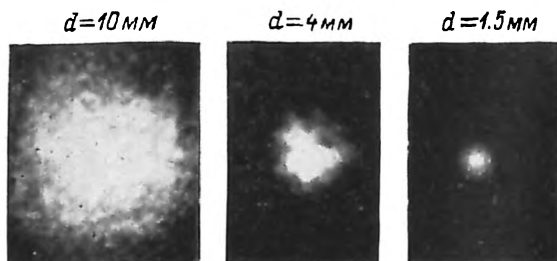


Рис. 47. Подавление неаксиальных типов колебаний введением диафрагмы (d) в резонатор рубинового лазера [62].

При голографировании транспарантов или слаборассеивающих фазовых объектов этому условию обычно легко удовлетворить.

Несколько сложнее схема совмещения модовой структуры осуществляется при голографировании прозрачных объектов с рассеивателем. В этом случае необходимо специальным объективом проектировать рассеиватель на голограмму [63] (см. рис. 28, 30). Такая схема, однако, пригодна лишь, если сам объект существенно не перемешивает структуры пучка.

При голографировании трехмерных рассеивающих объектов модовую структуру опорного и предметного пучков можно в некоторой степени совместить, проектируя объект на голограмму, например, по схеме рис. 29.

Исследование когерентности излучения

Временная когерентность лазерного излучения может быть исследована непосредственно по видности (контрасту) интерференционных полос при наблюдении интерференции пучков, прошедших разные пути, например с помощью яв-

терферометра Майкельсона. Можно измерять временную когерентность излучения по ширине спектральной линии с помощью спектральных приборов высокой разрешающей способности (например, эталона Фабри—Перо).

Для контроля пространственной когерентности излучения разработан ряд методов. Все они сводятся к наблюдению интерференции световых пучков, испущенных источником в разных направлениях, и измерению контраста образующихся при этом интерференционных полос.

Такую возможность дает, например, классическая схема Юнга, в которой на пути исследуемого излучения помещают экран с двумя небольшими отверстиями и далее наблюдают интерференцию света, претерпевшего дифракцию на этих отверстиях [64—66]. В двухлучевых интерферометрах Жамена, Майкельсона, Маха—Цендера и т. д. на выходе происходит точное совмещение фронтов волн, прошедших по обеим ветвям. В плоскости, в которой происходит такое совмещение, наблюдаются абсолютно контрастные интерференционные полосы независимо от степени пространственной когерентности падающего на интерферометр света. Она называется плоскостью локализации интерференционной картины. Если искусственно нарушить условия совмещения волновых фронтов, то контраст наблюдаемой интерференционной картины будет определяться степенью пространственной когерентности света.

На этом основан ряд методов измерения пространственной когерентности. Например, в работе [67] одно из зеркал интерферометра Майкельсона заменялось на уголкового отражатель. Таким образом, фронт волны, прошедшей по одной ветви интерферометра, оказывался зеркально перевернутым относительно фронта волны, прошедшей по другой ветви.

В работе [68] условие совмещения волновых фронтов нарушалось наклоном одного из зеркал интерферометра.

Метод, не требующий никакой переделки или переюстировки интерферометра, описан в работе [69]. Пространственная когерентность излучения измерялась по контрасту интерференционной картины, образованной на разных расстояниях от плоскости локализации полос. По мере удаления от последней контраст полос падает тем быстрее, чем ниже степень пространственной когерентности света (чем больше протяженность источника).

Остановимся теперь кратко на голографических методах исследования когерентности. Очевидно, что голограмма восстановит истинное распределение освещенности по поверхности объекта лишь в том случае, когда весь объект освещен когерентным светом. Участки объекта, освещенные некогерентным светом, не дают никакого вклада в структуру голограммы, а создают лишь фон.

Поэтому при восстановлении изображения такие участки не восстановятся и окажутся темными.

Участки объекта, освещенные частично когерентным светом, дадут на голограмме структуру пониженного

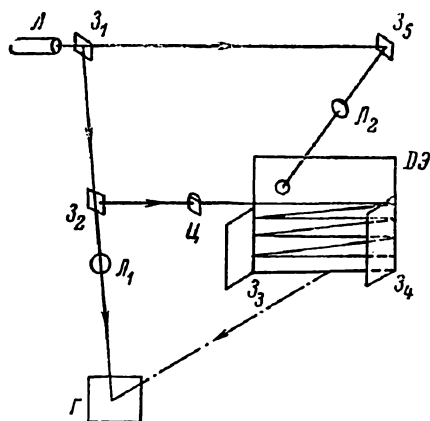


Рис. 48. Схема для голографического измерения временной и пространственной когерентности лазерного излучения [71, 72].

$З_1$ — $З_2$ — светоделительные зеркала, $З_3$ — $З_4$ — отражающие зеркала, $Л_1$ — $Л_2$ — линзы, $Э$ — диффузный экран, $Г$ — голограмма, $Л$ — лазер, $Ц$ — цилиндрическая линза.

контраста и при восстановлении окажутся более темными, чем они должны были бы быть исходя из их освещенности. Контраст структуры равен степени пространственно-временной когерентности, а яркость восстановленного изображения пропорциональна квадрату контраста структуры (см. стр. 57). Таким образом, истинное распределение яркости в восстановленном изображении окажется промодулированным квадратом функции пространственно-временной когерентности.

На этом основаны голографические методы определения когерентности [70, 71]. Если объект простирается в глубину и однородно освещен светом, исходящим из источника в одном направлении, то распределение яркости в восстановленном изображении объекта соответствует функции временной когерентности.

Если протяженность объекта в глубину невелика, а разным его точкам соответствует свет, исходящий из источника под разными углами, то распределение яркости в восста-

новленном изображении объекта соответствует функции пространственной когерентности источника по отношению к опорному пучку. Схема, изображенная на рис. 48, дает возможность, восстанавливая изображение диффузного экрана через разные точки голограммы, вскрывать модовую структуру лазерного пучка, освещающего экран [72, 73].

Изменение длины волны

В то время как существуют широкие возможности выбора длины волны непрерывно генерирующего лазера, для импульсной голографии выбор ограничен рубиновым лазером с длиной волны 6943 Å. Неодимовые лазеры (λ 1.06 мкм) неудобны как вследствие того, что их излучение лежит в трудно регистрируемой области спектра, так и по причине низкой когерентности излучения. Ширина линии излучения неодимового лазера составляет десятки ангстремов, а длина когерентности — доли миллиметра.

Некоторые возможности для расширения набора длин волн лазерных линий предоставляют методы нелинейной оптики. В настоящее время разработаны высокоэффективные способы генерации 2-й и 3-й гармоник излучения рубинового лазера ($\lambda\lambda$ 3472 и 2314 Å). Первая из этих линий уже использовалась для получения импульсных голограмм [74—76].

Вторая гармоника неодимового лазера (λ 5300 Å) также применялась для получения голограмм быстропротекающих процессов [77]. Когерентные свойства исходного излучения при удвоении частоты полностью сохраняются.

Получение голограмм в свете линий вынужденного комбинационного рассеяния дает широкие возможности для выбора длины волны благодаря разнообразию жидкостей, газов и твердых веществ, которые могут быть использованы. Существенной трудностью, однако, является снижение (более чем на порядок) степени пространственной когерентности вынужденного комбинационного рассеяния по сравнению со степенью пространственной когерентности возбуждающего лазерного излучения [69].

Несмотря на это, вынужденное комбинационное рассеяние уже использовалось для получения голограмм [78].

В качестве источника света для получения голограмм применялись также полупроводниковые лазеры [79] и лазеры на красителях. Введение в резонатор последних пере-

страиваемых узкополосных селективных элементов (типа интерферометра Фабри-Перо или дифракционной решетки) позволяет получить высококогерентное излучение в широком диапазоне длин волн [80].

Кроме гелий-неонового и аргонового лазеров, для голографии уже использовался или может быть использован ряд других лазерных источников непрерывного излучения. С этой точки зрения весьма перспективны уже выпускаемые промышленностью гелий-кадмиевые лазеры ($\lambda\lambda$ 3250, 4416 Å).

Лазеры на CO_2 являются наиболее мощными источниками непрерывного излучения. Однако их излучение (λ 10.6 мкм) лежит в области, трудной для регистрации.

Голографирование без лазеров

Голограмма является интерференционной картиной, полученной при наложении опорной волны на волны, рассеянные объектом. Образование голограммы мы рассматривали таким образом: каждая точка объекта испускает сферическую волну, которая, интерферируя с опорной, образует интерференционную картину в виде зонной решетки Френеля. Зонные решетки, образуемые каждой точкой, когерентны; на голограмме регистрируется их когерентное наложение (складываются амплитуды с учетом фазовых соотношений, а не освещенности).

Между тем возможны схемы голографии, в которых голограммы образуются и при пространственно некогерентном освещении. В таких схемах свет от каждой точки объекта, разделяясь на два канала, образует две сферические волны разной кривизны. Эти волны дают при интерференции зонную решетку Френеля. Решетки, образуемые разными точками, некогерентны. На голограмме они налагаются, складываясь по освещенности. Качество голограммы (контраст) при этом значительно хуже, чем при пространственно когерентном освещении, причем тем хуже, чем сложнее объект. Но для простых объектов, состоящих из малого количества светящихся точек, качество голограммы может быть достаточно высоким.

Один из способов получения голограмм при использовании пространственно некогерентного света нами уже рассматривался в связи с возможностями использования для голографии лазеров с многими поперечными типами

колебаний (см. рис. 28—30). В этих схемах происходит амплитудное деление волны на две части и затем по возможности точное совмещение волновых фронтов на голограмме. Одна из них проходит через исследуемый объект, причем необходимо, чтобы искажения, вносимые им, были малы. В противном случае совмещение структуры обеих волн на голограмме будет неточным и интерференционная картина малоконтрастна.

Другой аспект той же задачи — получение голограмм с помощью источников света с малой временной когерентностью. При использовании ртутной лампы низкого давления с фильтром, выделяющим одну из линий, длина когерентности составляет несколько миллиметров. Источники света с более узкими линиями малоинтенсивны и в этом отношении бесперспективны (например, атомные пучки с длиной когерентности порядка 1 м).

Ртутные лампы высокого и сверхвысокого давления излучают очень яркие, но очень широкие линии, длина когерентности которых не превышает десятых долей миллиметра. Поэтому при получении голограмм с такими источниками света необходимо весьма тщательно уравнивать оптические пути обеих ветвей схемы.

Несмотря на перечисленные трудности, в «нелазерной» голографии уже достигнуты значительные успехи. В отдельных случаях качество восстановления волнового фронта настолько высокое, что результаты практически не уступают полученным в «лазерной» голографии [81, 82].

Для разделения волнового фронта на две части и их последующего соединения при получении нелазерной голограммы пригодна любая установка с интерферометрами Майкельсона, Жамена, Маха-Цандера и пр. Ряд других схем для получения «нелазерных» голограмм предложен в работе [83]. Строуком и Рестриком [84] был применен интерферометр с дифракционной решеткой, а Фроли и Пастером [85] — интерферометр с двумя полулинзами.

Значительные успехи в нелазерной голографии были достигнуты Лейтом и Упатниексом [82]. Схема их установки для получения ахроматизованных голограмм представлена на рис. 49. Смысл ахроматизации заключается в создании таких условий, при которых разность фаз интерферирующих волн не зависит от длины волны. Это достигается введением в схему ахроматизирующего элемента, например призмы, линзы, дифракционной решетки. В уста-

новке, схема которой изображена на рис. 49, решетка образует в плоскости диафрагмы дифракционный спектр источника (совокупность его монохроматических изображений). Для освещения транспаранта используется пучок нулевого порядка, а в качестве опорного источника — спектр одного из первых порядков. Более длинноволновые части этого спектра падают на голограмму под большими углами, более коротковолновые — под меньшими, но

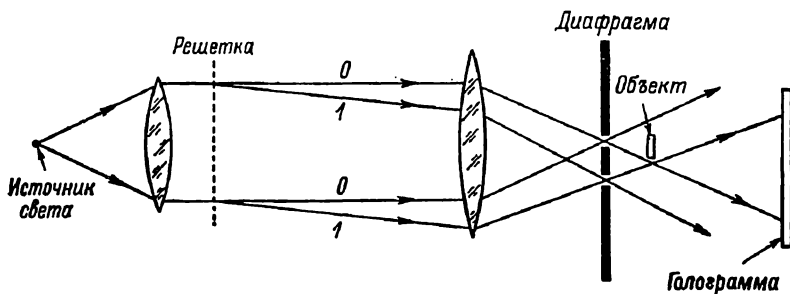


Рис. 49. Схема получения ахроматизованных голограмм [82].

0 — пучок нулевого порядка, 1 — первого порядка.

пространственная частота полос на голограмме остается для всех волн одинаковой.

Использование схемы рис. 49 снижает требования не только к временной, но и к пространственной когерентности источника излучения, поскольку в соответствии с теоремой Ван-Циттерта—Цернике (см., например, [15, 16]) степень взаимной когерентности максимальна для волн, распространяющихся за решеткой в направлении дифракционных максимумов.

Применяя ртутную лампу сверхвысокого давления с фильтром, выделяющим одну из линий, авторы работы [82] получили высококачественное, сравнимое с «лазерным» восстановление прозрачных транспарантов и силуэтных трехмерных сцен.

Схема Лейта и Упатниекса позволяет, как показано в работе [86], использовать для голографирования еще менее монохроматичные источники света — ртутную лампу без фильтра и даже лампу накаливания без фильтра. Естественно, что качество восстановления при этом невысоко.

Многоцветные голограммы

О возможности получения голограмм, восстанавливающих не только структуру, но и «цвет» световой волны, мы уже упоминали (стр. 35). Общая схема для получения многоцветной двухмерной голограммы приведена на рис. 50. На такой голограмме образуются три дифракционные решетки: «синяя» (λ 4880 Å), «зеленая» (λ 5145 Å) и «красная» (λ 6328 Å).

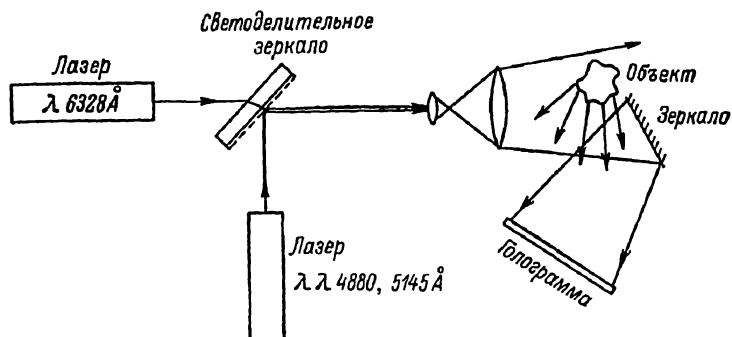


Рис. 50. Схема получения «трехцветной» голограммы с помощью гелий-неонового и аргонового лазеров.

При восстановлении волнового фронта трехцветным пучком дифракция красного света на «красной» решетке, зеленого — на «зеленой» и синего — на «синей» дает правильное трехцветное изображение объекта. Однако красный свет дифрагирует также на «зеленой» и «синей» решетках и дает, таким образом, два изображения красного цвета, смещенных относительно правильного трехцветного изображения. Аналогично дифрагируют на «чужих» решетках синие и зеленые лучи.

Таким образом, наряду с правильным трехцветным изображением образуется шесть смещенных друг относительно друга одноцветных изображений, которые могут накладываться друг на друга и на правильное изображение. Расчет предельных угловых размеров объекта, при котором его трехцветное изображение свободно от наложений, можно найти в книге [36].

Эти ограничения пытались обойти в ряде исследований, однако хороших результатов удалось добиться только

при использовании голографии с записью в трехмерной среде [7—11]. Как было показано ранее, такие голограммы избирательны к длине волны и поэтому дают восстановленные изображения лишь в свете «своих» длин волн. По этой причине мешающих побочных изображений трехмерные многоцветные голограммы не образуют [87, 88]. Восстановление волнового фронта можно производить в белом свете; такая голограмма выполняет роль интерференционного фильтра, выделяющего нужные длины волн.

Одна из наиболее серьезных проблем, которые при этом возникают, — смещение длины волны при восстановлении вследствие усадки эмульсии. «Посинение» восстановленного изображения весьма значительно, поскольку усадка достигает 15—20%. Наилучший способ борьбы с ней — купание проявленной и отфиксированной голограммы в растворе триэтаноламина. Концентрация раствора и продолжительность купания подбираются опытным путем. Следует заметить, что цвет восстановленного изображения может отличаться от цвета объекта также вследствие того, что дифракционная эффективность голограммы, определяемая контрастом зарегистрированной на ней структуры, падает с уменьшением длины волны. Это происходит по двум причинам: во-первых, чем меньше длина волны, тем выше пространственная частота интерференционной картины (см. формулу (21)), а частотно-контрастная характеристика фотоматериалов падает с увеличением пространственной частоты; во-вторых, более коротковолновое излучение сильнее рассеивается в эмульсии и потому частотно-контрастная характеристика падает с уменьшением длины волны.

§ 5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Требования к временной когерентности

При восстановлении волнового фронта требования как к пространственной, так и к временной когерентности излучения, как правило, значительно менее строги, чем при получении голограмм. Поэтому при восстановлении волнового фронта часто используют обычные (нелазерные) источники света. Требования к временной когерентности излучения такого источника определяются тем, что изо-

бражения объекта, получаемые при дифракции света разных длин волн на голограмме, не должны быть заметно сдвинуты друг относительно друга. Другими словами, угол $d\beta$ (угловой сдвиг точек изображения, полученных в длинах волн, отличающихся на $d\lambda$) должен быть меньше, чем реализуемое угловое разрешение $\delta\varphi = \delta x/r$ (рис. 51), где δx — линейное разрешение, r — расстояние от голограммы до восстановленного изображения, т. е.

$$d\beta \leq \delta\varphi \quad \text{или} \quad \frac{d\beta}{d\lambda} d\lambda \leq \delta\varphi.$$

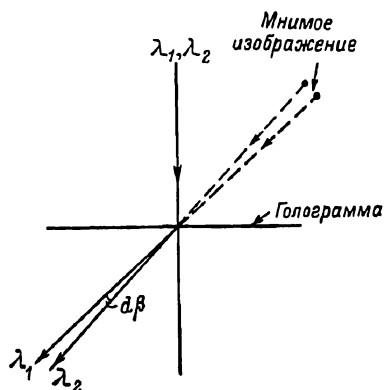


Рис. 51. К определению допустимой немонахроматичности восстанавливающего источника света.

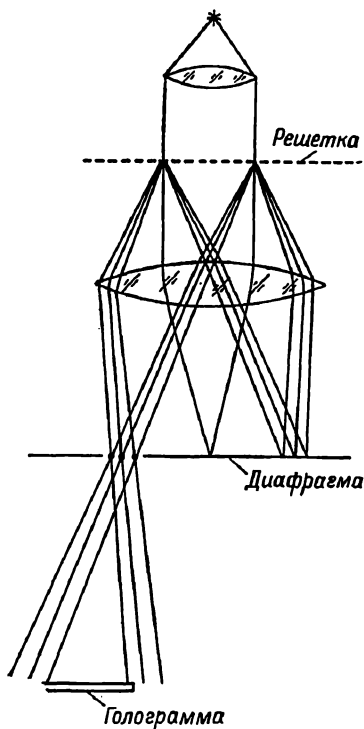


Рис. 52. Схема ахроматизации восстановления волнового фронта.

Здесь $d\beta/d\lambda$ — угловая дисперсия голограммы, равная, как это следует из формулы (25),

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{1}{a \cos \beta}. \quad (46)$$

Окончательно имеем

$$d\lambda \leq a \delta\varphi \cos \beta, \quad (47)$$

или

$$d\lambda \leq a \frac{dx}{r} \cos \beta. \quad (48)$$

Если происходит визуальное восстановление волнового фронта, то $\delta\varphi = 2 \cdot 10^{-4}$ радиан, что примерно соответствует разрешающей способности (остроте зрения) нормального человеческого глаза. Это дает при $a = 10^{-4}$ см и $\cos \beta \approx 0.7$ $d\lambda \leq 1.4 \text{ \AA}$. Таким образом, для визуального восстановления волнового фронта вполне пригодна ртутная лампа низкого давления с фильтром, выделяющим, например, зеленую линию. Если необходимо достичь

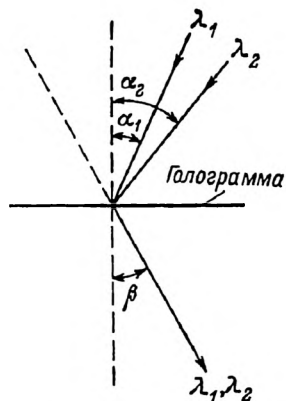


Рис. 53. Объяснение ахроматизирующего действия схемы рис. 52.

того дифракционного предела разрешения, который дает голограмма, то в соответствии с формулой (38) $\delta\varphi = \lambda/L$, и мы имеем

$$\frac{d\lambda}{\lambda} \leq \frac{a \cos \beta}{L} = \frac{1}{N}.$$

Здесь N — полное число штрихов в голограмме. Полученный результат закономерен: ширина линии должна быть меньше предела спектрального разрешения дифракционной решетки, имеющей то же число штрихов, что и голограмма (см. формулу (17)).

Однако существуют схемы ахроматизации восстановления волнового фронта, в которых требования к ширине спектральной линии источника могут быть значительно снижены. Одна из возможных схем ахроматизации голограммы [89] дана на рис. 52. Дифракционная решетка разлагает падающее на нее излучение в спектр, создавая таким образом в плоскости диафрагмы набор восстанавливающих источников разных длин волн. Подбором решетки и геометрии установок можно добиться того, чтобы восстановленные каждым из этих источников изображения объекта совпадали или по крайней мере отличались незначительно (рис. 53). Таким путем можно получить прекрасные результаты при использовании восстанавливающих источников со значительной шириной спектра, например яркой ртутной лампы сверхвысокого давления ($\Delta\lambda \approx 50 \text{ \AA}$), иногда даже лампы накаливания.

Требования к пространственной когерентности

Требования к пространственной когерентности света для восстановления волнового фронта сводятся к тому, чтобы угловые размеры источника были достаточно малы для воспроизведения структуры восстановленного изображения. Рассмотрим их так же схематично и нестрого, как и требования к ширине линии восстанавливающего источника.

Пусть голограмма получена с помощью идеального точечного опорного источника света (рис. 54). 1 и 2 — крайние точки восстанавливающего источника света, $d\alpha$ — его угловые размеры. Тогда $d\beta$ — угол между соответствующими дифрагированными лучами — дает угловые размеры каждой точки восстановленного изображения (наблюдаемые из плоскости голограммы). Считая источник света монохроматическим, имеем из (25)

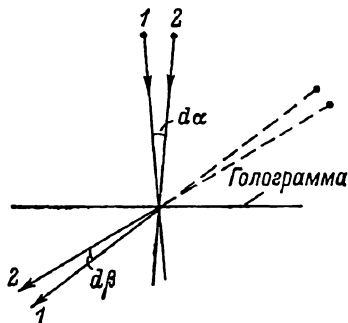


Рис. 54. Определение допустимых угловых размеров восстанавливающего источника света.

$$|d\alpha| = \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} d\beta = \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \frac{\delta x}{r}. \quad (49)$$

Так как множитель $\cos \beta / \cos \alpha$ имеет порядок единицы и изменяется обычно в пределах от $1/2$ до 2, окончательно получаем, что угловые размеры восстанавливающего источника должны быть порядка требуемого углового разрешения.

Часто удается восстановить изображение, рассматривая через голограмму и через красное стекло удаленную на несколько метров электрическую лампочку. Разумеется, матовая лампочка в этом случае менее пригодна, ее угловые размеры слишком велики. Тем не менее для высококачественного восстановления обычно пользуются лазерным излучением, часто применяя тот же лазер, что и для получения голограммы.

Голограммы сфокусированных изображений

Требования к пространственной и временной когерентности света, служащего для восстановления изображения, могут быть значительно снижены, если при получении голограммы объект был на нее сфокусирован или находился вблизи от ее поверхности. Такие голограммы носят название голограмм сфокусированных изображений.

Необычные свойства этих голограмм обусловлены тем, что в противоположность обычным голограммам здесь осуществляется локальность записи, т. е. строгое соответствие между точками голограммы и точками объекта. Каждой точке голограммы соответствует своя, определенная точка объекта и наоборот.

Благодаря этому голограмма сфокусированного изображения всегда восстанавливает изображение в своей собственной плоскости и это изображение, будучи «привязано» к голограмме, не меняет своих размеров, формы и области локализации при изменении длины волны и положения восстанавливающего источника или при изменении положения опорного источника, служащего для записи голограммы.

Поэтому в голографии сфокусированных изображений оказывается несущественным спектральный состав и протяженность восстанавливающего источника, и высококачественное изображение можно получать при использовании даже протяженного источника белого света (рис. 51). При этом под разными углами наблюдается различная окраска восстановленного изображения.

По той же причине в голографии сфокусированных изображений оказывается несущественной конфигурация опорной волны при записи голограммы и нет никакой необходимости поддерживать тождественность формы опорной и восстанавливающей волн. Голограмму сфокусированного изображения можно получать, используя в качестве опорного протяженный источник произвольной формы.

Заметим, что снижение требований к пространственно-временной когерентности света источника, служащего для восстановления изображения в случае голограмм сфокусированных изображений, следует непосредственно из формул (48) и (49). Для случая $r \rightarrow 0$ эти формулы не накладывают никаких ограничений на ширину спектра

излучения $d\lambda$ и на протяженность da источника света. Действительно, как следует из формулы (49), при $r \rightarrow 0$, $|da| \rightarrow \infty$, т. е. угловые размеры восстанавливающего источника могут быть сколь угодно велики и это не скажется на линейном разрешении δx голограммы (рис. 54).

Монохроматичность света, служащего для восстановления волнового фронта, также несущественна для голограмм сфокусированных изображений. Формула (48) в случае $r \rightarrow 0$ не накладывает никаких ограничений на величину $d\lambda$. Если восстановление изображения осуществляется в белом свете, то благодаря дисперсии голограммы, под разными углами наблюдают различную окраску восстановленного изображения (рис. 51).

Таким образом, голограммы сфокусированных изображений допускают восстановление волнового фронта в свете протяженного источника сплошного спектра. Обзор свойств голограмм сфокусированных изображений дается в работе [90].

Толстослойные голограммы

Требования к монохроматичности источника света, используемого для восстановления волнового фронта в случае толстослойных голограмм, также невысоки. Как было показано выше, такие голограммы, действуя как многослойные интерференционные фильтры, сами выделяют из сплошного спектра монохроматическое излучение, длина волны которого соответствует условию Липмана—Брэгга.

Если трехмерная голограмма зарегистрирована в непосредственной близости от объекта, то, как и в случае голограмм сфокусированных изображений (см. формулу (49)), угловые размеры восстанавливающего источника оказываются несущественными и изображение можно наблюдать в свете протяженного источника. Изофазные отражающие поверхности в толще такой голограммы повторяют рельеф объекта тем точнее, чем ближе находился объект к голограмме. Такая голограмма по своим отражающим свойствам близка к самому объекту и может восстанавливать не только световую волну, которую рассеивал объект во время съемки, но также и волны, возникающие при иных условиях освещения [91]. При переме-

щении восстанавливающего источника тени и блики перемещаются по поверхности восстановленного изображения так же, как если бы мы наблюдали сам объект.

Геометрия восстановления

В § 2 мы рассматривали геометрические соотношения, связывающие продольное и поперечное увеличение объекта с положением голограммы, предмета, опорного и восстанавливающего источников света (формулы (30)—

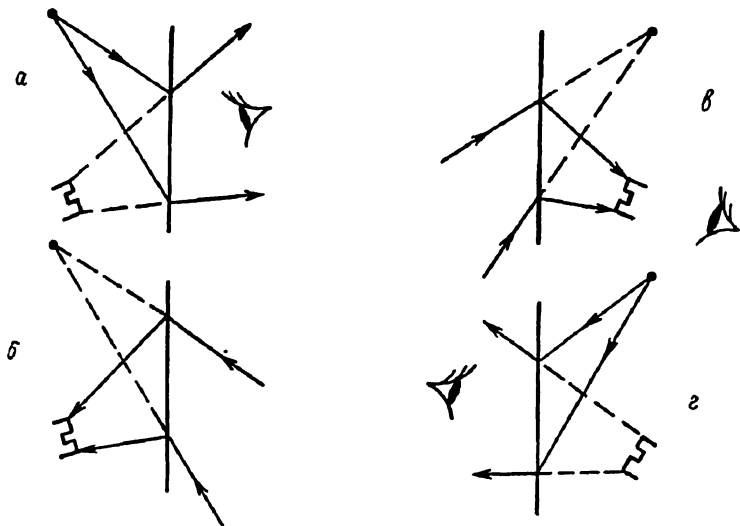


Рис. 55. Восстановление свободных от аберраций изображений.

Случаи в и г возможны только для двумерных голограмм.

(32)). При конструировании установок для восстановления волнового фронта следует руководствоваться этими соотношениями. Рассмотрим некоторые частные случаи.

а. Увеличения исходной голограммы не производится ($m=1$), а восстановление осуществляется в той же длине волны, что и съемка голограммы ($\mu=1$). Если при этом $x_R=x_C$, $y_R=y_C$, $z_R=z_C$ (рис. 55, а), т. е. восстановление происходит в свете несмещенного опорного источника света, то из формул (30) — (32) для мнимого изображения следует $x_B=x_0$, $y_B=y_0$, $z_B=z_0$, $M_{\text{поп}} = M_{\text{прод}} = 1$.

Таким образом, в этом случае мнимое изображение возникает на том же месте, где находился объект; масштабы его, как продольные, так и поперечные, сохраняются прежними.

Если голограмма двумерна и одновременно с этим мнимым изображением образует действительное, то, как это следует из формул (30)–(32), это изображение возникнет несимметрично мнимому ($z_B \neq -z_0$), его масштаб не будет равен единице ($M_{\text{поп}} = \frac{1}{1 - (z_0/z_c)}$), а продольные и поперечные масштабы не будут одинаковы ($M_{\text{поп}} \neq M_{\text{прод}}$).

б. Для получения неискаженного действительного изображения необходимо изменить направление восстанавливающей волны на противоположное, как это показано на рис. 55, б. В этом случае, как и в предыдущем, координаты восстанавливающего источника света также совпадают с координатами опорного источника, но световые лучи не выходят, а входят в него. Изображение образуется на том же месте, где находился объект, его продольное и поперечное увеличения будут равны единице. Однако, поскольку рассматривать изображение в схемах, показанных на рис. 55, а и б, мы будем с противоположных сторон, то в последнем случае увидим обратный рельеф. Если голограмма двумерна, то наряду с этим действительным изображением образуется мнимое, которое, вообще говоря, расположено несимметрично действительному и имеет искаженные пропорции.

в. Для двумерных голограмм существует еще две возможности получить свободное от аберраций изображение объекта с увеличением, равным единице. Они соответствуют положению восстанавливающего источника в точке, симметричной положению опорного источника, при прямом и обратном ходе лучей (рис. 55, в и г). Действительно, положив в формулах (11) и (12) $m=1$, $\mu=-1$, $z_c=-z_R$, $x_c=x_R$, $y_c=y_R$, можно получить $z_B=-z_0$, $x_B=x_0$, $y_B=y_0$, $M_{\text{поп}}=M_{\text{прод}}=1$. Появление добавочных возможностей восстановления неискаженных изображений с помощью двумерных голограмм можно объяснить с помощью рис. 56.

Если голограмма двумерна, то лучи AB , BA , DC и CD , падающие на нее под тем же углом α , что и опор-

ный, должны быть эквивалентны. Однако из этих четырех лучей лишь два — AB и BA , соответствующие рис. 55, a и b , падают под тем же углом, что и опорный, на полупрозрачные отражающие слои, образующиеся в толще трехмерной голограммы.

Лучи CD и DC , соответствующие рис. 55, c и $г$, не удовлетворяют условию Липмана—Брэгга и не образуют изображений в случае трехмерных голограмм.

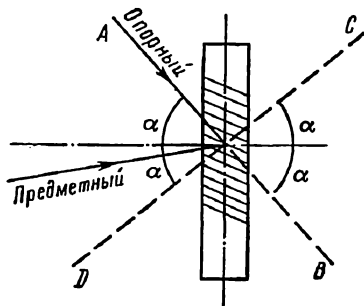


Рис. 56. Восстановление свободного от aberrаций изображения двухмерной и трехмерной голограммами.

Восстанавливающий пучок должен падать на голограмму по одному из направлений AB , BA , CD , DC . Последние два — только для случая двухмерной голограммы.

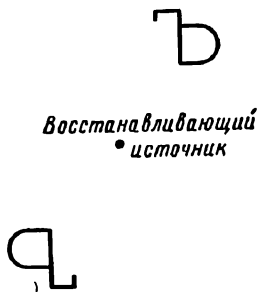


Рис. 57. Фурье-голограмма дает два восстановленных изображения, локализованных в плоскости восстанавливающего источника, который является центром симметрии образующейся картины.

г. Опорный источник находится в той же плоскости, что и объект; другими словами, рассматривается случай безлинейной фурье-голограммы, которому соответствуют $z_R = z_O$. Из формулы (30) следует, что независимо от значений m и μ $z_B = z_C$, т. е. изображение локализовано в той же плоскости, что и восстанавливающий источник. Если голограмма двухмерна, то одновременно образуется и второе изображение объекта (соответствующее отрицательному μ в формуле (30)). Оба изображения локализованы в плоскости восстанавливающего источника, причем этот источник является центром симметрии образующейся картины (рис. 57). Они мнимы при прямом ходе лучей, соответствующем рис. 58, b , и действительны при обратном

(рис. 58, *з*). Увеличение этих изображений, как следует из формулы (12), равно

$$M_{\text{нон}} = \frac{\mu}{m} \cdot \frac{z_c}{z_0}. \quad (50)$$

Если масштаб голограммы остается неизменным ($m=1$), а восстанавливающий источник располагается в той же плоскости, что и опорный ($z_c/z_0=1$), то

$$M_{\text{нон}} = M_{\text{прод}} = \mu,$$

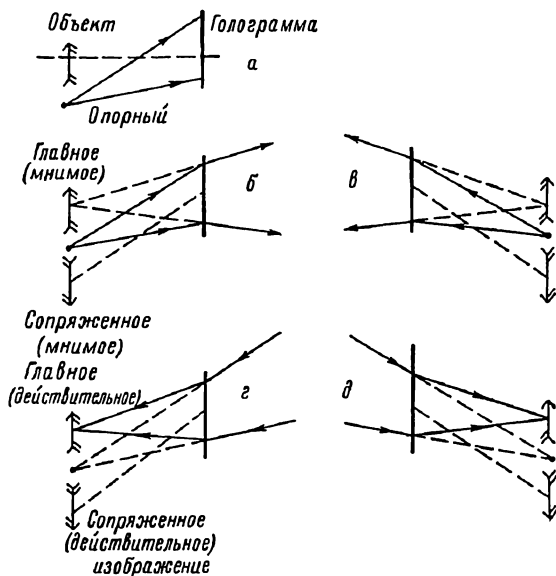


Рис. 58. Безлинзовая фурье-голограмма.

а — запись голограммы. Получение свободного от аберраций мнимого (*б, в*) и действительного (*г, д*) изображений. Схемы *в* и *д* применимы только к двумерным голограммам.

т. е. оба изображения сохраняют свои трехмерные свойства и будут увеличены в отношении длин волн, использовавшихся при восстановлении и при получении голограммы. Подчеркнем, однако, что условие Липмана—Брэгга не позволяет восстанавливать волновой фронт в свете, длина волны которого отличается от использовавшейся при получении голограммы (за исключением целочисленных отношений). Это затрудняет получение увеличенных изображений в случае трехмерных голограмм.

д. Если голографирование и восстановление производились опорной световой волной с плоским фронтом (рис. 59)

$$|z_R| = |z_C| = \infty,$$

то из формулы (30) следует, что

$$z_B = \frac{m^2}{\mu} z_0,$$

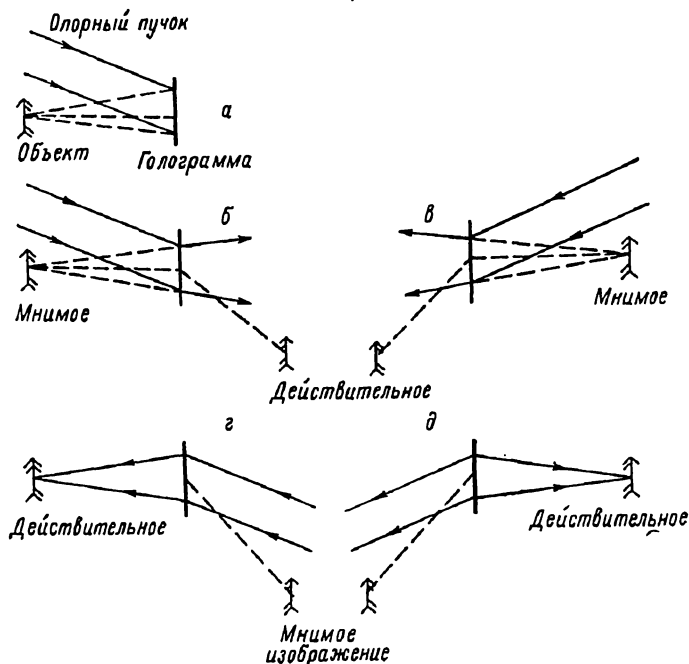


Рис. 59. Голограмма с параллельным опорным пучком.

а — запись голограммы; б, в — получение свободного от aberrаций мнимого изображения; г, д — получение свободного от aberrаций действительного изображения. Схемы в и г применимы только к двумерным голограммам.

т. е. оба изображения, образуемые двумерной голограммой, и соответствующие $+\mu$ и $-\mu$ располагаются симметрично относительно нее. При этом, как и следует из выражений (31) и (32),

$$M_{\text{пол}} = m, \quad M_{\text{прод}} = \frac{m^2}{\mu}.$$

Для сохранения трехмерных свойств изображения необходимо, чтобы продольное и поперечное увеличения были одинаковыми. Это возможно, если $m = \mu$, т. е. увеличение голограммы следует производить во столько же раз, во сколько изменяется длина волны восстанавливающего опорного источника по сравнению с источником, в свете которого снималась голограмма.

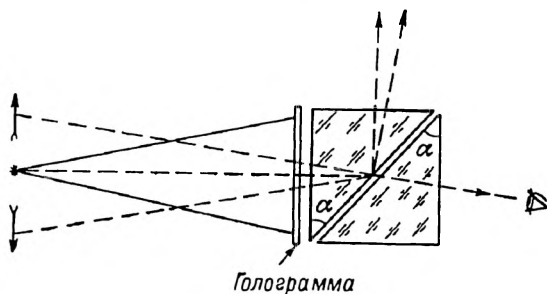


Рис. 60. Устройство, устраняющее пучок нулевого порядка и одно из мнимых изображений.

Рассмотренные случаи позволяют рационально выбрать расположение элементов установки для восстановления волнового фронта.

Как уже упоминалось ранее, безлинзовая фурье-голограмма образует два зеркально-симметричных мнимых изображения, локализованных в плоскости опорного источника (рис. 57). Рассмотрение такой голограммы на просвет удобно вести с помощью описанного в работе [92] приспособления, устраняющего свет от пучка нулевого порядка и от одного из изображений (рис. 60). Приспособление состоит из двух стеклянных призм с воздушной прослойкой между ними. Показатель преломления стекла и геометрия призм подобраны так, чтобы свет, падающий на переднюю грань призмы нормально, испытывал на гипотенузной грани полное внутреннее отражение (для стекла К-8 $n \approx 1.51$, $\alpha > 41^\circ 30'$), а свет, идущий от одного из мнимых изображений, проходил через воздушный зазор беспрепятственно.

Копирование голограмм

В первых работах по получению копий с голограмм использовалась контактная печать. Учитывая, что структура голографического узора может иметь пространственную частоту более 1000 лин./мм, легко понять, что даже микронный зазор между оригиналом и фотопластинкой недопустим. Однако оказалось, что если при контактном размножении копий использовать лазерный свет, то нет

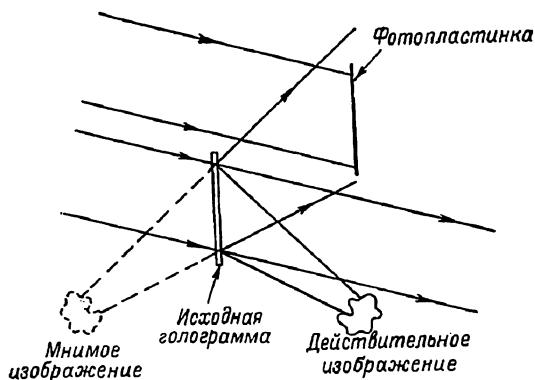


Рис. 61. Схема бесконтактного копирования голограмм.

необходимости заботиться о полном устранении зазора между копией и оригиналом [93].

Действительно, осветив голограмму опорным пучком света, мы получим точную копию волны, рассеянной объектом. Интерферируя с пучком нулевого порядка, являющимся копией опорного пучка, эта волна образует непосредственно за голограммой картину стоячих световых волн, тождественную той, которая на ней записана. Эта структура и будет зарегистрирована на голограмме-копии. Если просветить последнюю опорным пучком, то мы увидим и действительное, и мнимое изображения, аналогичные тем, которые образует исходная голограмма. При получении такой голографической копии одновременно запишется интерференционная структура, которую дают опорный пучок и пучок света, идущий к действительному изображению. Эта структура при восстановлении также образует и действительное, и мнимое изображения.

Итак, голограмма-копия будет представлять собой двойную голограмму. Она восстанавливает два мнимых и два действительных изображения. Если при копировании оригинал и фотопластинка находились вплотную друг к другу, то оба мнимых изображения совпадут, в противном слу-

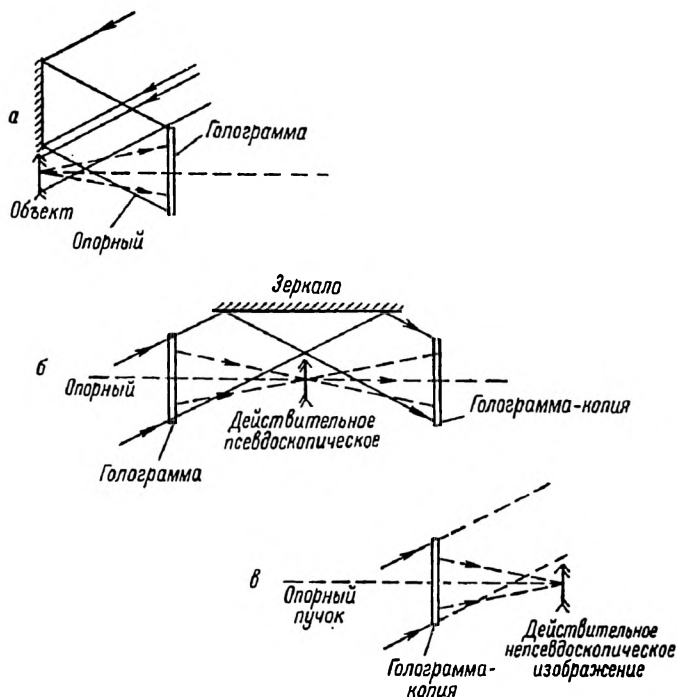


Рис. 62. Восстановление действительного неперевоскопического изображения голограммой-копией.

а — запись исходной голограммы, б — запись копии голограммы, в — восстановление неперевоскопического действительного изображения.

чае будет заметно их двоение [94]. Варианты схем бесконтактного копирования голограмм изображены на рис. 61 и 62.

Принципиально другой способ получения копий голограмм предложен в работе [95]. В нем использован рельеф фотоэмульсионного слоя, который повторяет распределение освещенности в плоскости голограммы, а копии голограмм делают примерно так же, как реплики дифракцион-

ных решеток. Поверхность голограммы-матрицы заливают жидкой синтетической смолой, которая после отверждения отделяется от голограммы.

§ 6. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ГОЛОГРАММ

Частотно-контрастная характеристика.

Голография предъявила к фотослоям ряд особых требований, которые мы здесь рассмотрим.

Во-первых, требования к разрешающей способности фотоэмульсии. Наивысшая пространственная частота структуры голограммы может быть определена из формулы (42). Необходимо, чтобы фотослой хорошо разрешал полосы такой частоты. Как уже отмечалось (рис 21), фотографическая эмульсия является нелинейным приемником и вследствие этого распределение амплитудного коэффициента пропускания по голограмме отличается от того распределения, которое имела освещенность на фотопластинке. Однако, кроме этих нелинейных искажений, есть искажения и другого типа, связанные со структурой фотослоя.

Известно, что фотографические эмульсии состоят из микрокристаллов галоидного серебра, вкрапленных в прозрачную желатиновую массу. Поэтому проявленное изображение дискретно и состоит из отдельных черных точек, и если детали изображения сравнимы по величине с размерами этих точек, то они делаются неразличимыми. Кроме того, при экспонировании эмульсии свет рассеивается на микрокристаллах галоидного серебра. Это также приводит к уменьшению контраста изображения. По перечисленным причинам фотографические слои передают структуру изображения тем хуже, чем выше ее пространственная частота. Для определения этих свойств фотослоя служит частотно-контрастная характеристика.

Частотно-контрастной характеристикой $T(\nu)$ фотографического материала мы будем называть функцию, описывающую преобразование эмульсионным слоем контраста, наложенного на фотографический материал синусо-

идального распределения освещенности (экспозиции), в контраст фотографического изображения:

$$T(\nu) = \left(\frac{T_{\text{макс}} - T_{\text{мин}}}{T_{\text{макс}} + T_{\text{мин}}} \right)_{\text{изобр}} / \left(\frac{H_{\text{макс}} - H_{\text{мин}}}{H_{\text{макс}} + H_{\text{мин}}} \right)_{\text{предм}}. \quad (51)$$

В научной фотографии частотно-контрастную характеристику определяют по-иному: от измеряемых коэффициентов пропускания $T_{\text{макс}}$ и $T_{\text{мин}}$ с помощью характеристической кривой (см. рис. 21, а) переходят к «действующим» экспозициям $H_{\text{макс}}$ и $H_{\text{мин}}$:

$$T_{\phi}(\nu) = \left(\frac{H_{\text{макс}} - H_{\text{мин}}}{H_{\text{макс}} + H_{\text{мин}}} \right)_{\text{изобр}} / \left(\frac{H_{\text{макс}} - H_{\text{мин}}}{H_{\text{макс}} + H_{\text{мин}}} \right)_{\text{предм}}. \quad (52)$$

Если бы эмульсия была линейным приемником, то оба определения были бы тождественны. Определение (52) удобней в тех случаях, когда фотографический слой является частью оптической системы, каждый из элементов которой имеет свою частотно-контрастную характеристику. Тогда для нахождения полной функции передачи контраста достаточно перемножить соответствующие характеристики всех элементов, включая и величину $T_{\phi}(\nu)$.

Для голографии удобней использовать частотно-контрастную характеристику (51), так как именно этой величиной определяется дифракционная эффективность голограмм.

Вид частотно-контрастных характеристик некоторых фотослоев, применяемых для голографии [96, 97], представлен на рис. 63. Следует заметить, что частотно-контрастные характеристики могут меняться от образца к образцу в довольно широких пределах. Из кривых этого рисунка видно, насколько условно широко принятое понятие разрешающей способности фотослоя. Оно обычно обозначает

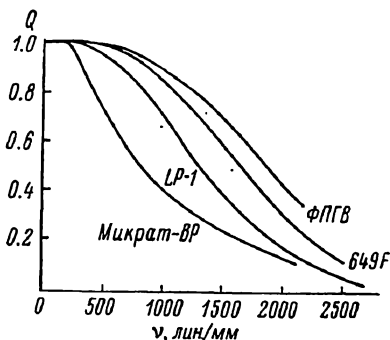


Рис. 63. Частотно-контрастные характеристики некоторых фотоматериалов.

По оси ординат — дифракционная эффективность, нормированная на единицу при частоте 240 лин./мм.

предельную пространственную частоту, при которой удастся различить структуру изображения. Визуально можно различить структуру, имеющую контраст около 1% или даже меньше. Фотослои ВР и ФПГВ имеют близкие разрешающие способности, но, как видно из рис. 59 ФПГВ гораздо лучше, чем ВР, передает контраст начиная с частот 200—300 лин./мм. Поэтому, чтобы оценить пригодность того или иного фотоматериала для голографии, желательно знать его частотно-контрастную характеристику. Как правило, предельную пространственную частоту на голограмме выбирают такой, чтобы частотно-контрастная характеристика не падала ниже 5—10%, хотя некоторые авторы рекомендуют работать в области более высоких контрастов (превышающих 30—50%).

Особенно высокие требования предъявляются к частотно-контрастным характеристикам при получении толстослойных (трехмерных) голограмм. Во встречных пучках расстояние между соседними пучностями имеет порядок $\lambda/2$, т. е. требуется разрешение около 5000 лин./мм при высоком контрасте (гелий-неоновый лазер, λ 6328 Å). * Такой разрешающей способностью обладают фотослои типа Кодак 649 F, 8E Агфа Геверт, фотопластинки, изготовленные по методу Н. И. Кириллова [98], И. Р. Протас и Ю. Н. Денисюка [99], или любые другие липмановские фотослои.

Высококачественные двухмерные голограммы можно получить и на фотоматериалах с гораздо меньшей разрешающей способностью. Необходимо лишь согласовать пространственную частоту голограммы с возможностями фотослоя. Естественно, что чем ниже разрешающая способность фотоматериала, тем большая его площадь потребуется для высококачественной регистрации волнового фронта в том же телесном угле (см. рис. 23). В связи с этим представляют интерес успешные попытки получения голограмм на низкоразрешающих, но высокочувствительных фотослоях (Р/N Поляроид [100] и Tri-X-Панфильм [101]).

В работе [100] голографировался транспарант с рассеивателем. Максимальная пространственная частота на голограмме не превышала 120 лин./мм, а выдержка состав-

* С учетом того, что показатель преломления фотографической желатины равен примерно 1.5.

Т а б л и ц а 1

Характеристики некоторых голографических эмульсий

Фотоматериал	λ пред. А	γ пред. лин./мм	θ пред. град.	Чувствительность, эрг/см ² ($D = 0.5$)
Кодак 649 F	7000	> 5000	180	1000 (λ 6328), 7000 (λ 6943)
Пленка				
ФПГВ	7000	2800	125	10—20 (λ 6328)
Микрат-900	6400	2800	125	50—100 (λ 6328)
SO-243	7500	500	19	2 (λ 6328)
Микрат-300	6400	300	11	—
Панхром-18	7300	250	9	0.3 (λ 6328)
Пластишки ВРЛ	6400	2800	125	50—100 (λ 6328)
Пленки и пластишки фирмы «Агфа Геверт»				
Сайтинга:				
14 С 70	7000	1500	56	3 (λ 6328)
14 С 75	7500	1500	62	3 (λ 6943)
10 Е 56	5600	2800	84	50 (λ 4800)
10 Е 70	7000	2800	125	50 (λ 6328)
10 Е 75	7500	2800	150	50 (λ 6943)
8 Е 56	5600	> 5000	180	200 (λ 4800)
8 Е 70	7000	> 5000	180	200 (λ 6328)
8 Е 75	7500	> 5000	180	200 (λ 6943)

Т а б л и ц а 2

Состав проявителей для фотоматериалов, применяемых в голографии

	Микрат-900, ВРЛ (про- явитель УП-2)	Кодак 649-Ф (проявитель Д-19)	«Агфа Геверт» Сайтинга (проявитель Метипол-II)
Гидрохинон, г	6	8	6
Метол, г	5	2	1.5
Сульфит безводный, г	40	90	25
Сода безводная, г	31	52.5	7.75
Бромистый калий, г	4	5	4
Вода, л	До 1	До 1	До 1

ляла 1/25 сек. (гелий-неоновый лазер, 10 мвт, пленка чувствительностью около 45 ед. ГОСТа). Столь же высококачественное восстановление волнового фронта достигнуто в работе [101] при использовании более чувствительной

пленки (около 400 ед. ГОСТа). Лазер имел мощность всего лишь 0.25 мвт, но съемка производилась без рассеивателя (см. схему на рис. 25). Наибольшая пространственная частота полос в этой работе составляла 70 лин./мм. Частотно-контрастная характеристика употреблявшейся пленки спадает для этой частоты до 35%.

В табл. 1 приведены характеристики различных голографических эмульсий, а в табл. 2 — рецептура проявляющих растворов.

Для получения неотбеленных трехмерных голограмм с максимальной дифракционной эффективностью в работе [102] рекомендуется пироаммиачный проявитель следующего состава:

Раствор 1	Раствор 2
Пирогаллол — 1 г	КВг — 20 г
Вода — 100 мл	Аммиак 25% — 30 мл
	Вода — 240 мл

Непосредственно перед проявлением приготавливают рабочий раствор, состоящий из одной части раствора 1, двух частей раствора 2 и 40 частей воды.

Резольвометрия голографических фотослоев

Для определения частотно-контрастных характеристик и разрешающей способности слоя на нем образуют синусоидальное распределение освещенности с разными пространственными частотами. Затем полученные таким образом изображения — резольвограммы — исследуются, в результате чего определяется контраст, соответствующий разным пространственным частотам, или же предельная частота, соответствующая минимальному контрасту, который может быть обнаружен на уровне шумов, т. е. разрешающая способность.

В проекционных резольвометрах на испытуемый фотослой проектируется изображение миры — специально изготовленной черно-белой решетки. Проекционный метод испытания пригоден для частот, не превышающих 600—1000 лин./мм. Дело в том, что частотно-контрастная характеристика объектива, проектирующего миру, обычно спадает к этим частотам почти до нуля и создать изобра-

жение с большей пространственной частотой объектив, как правило, не может.

Другая трудность проекционной резольвотрии заключается в том, что штрихи миры дают не синусоидальное, а ступенчатое распределение освещенности. Однако это легко преодолимо — существуют методы пересчета контраста изображения «прямоугольной» миры к «синусоидальной», которые сводятся к введению в из-

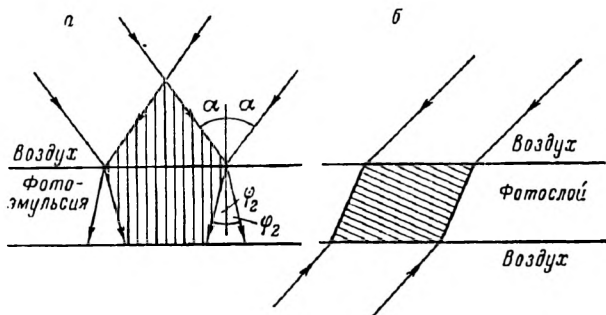


Рис. 64. Образование интерференционной структуры в воздухе и в эмульсии при симметричном падении когерентных пучков на фотослой (а) и при встречном падении с разных сторон (б).

В случае $\alpha \sin \alpha / \sin \varphi_2 = n_2/n_1$, $\lambda_1/\lambda_2 = n_2/n_1$.

меренный контраст поправочных коэффициентов, близких к единице.

Значительно более широкие возможности имеет лазерная интерференционная резольвотрия [103, 104]. Предельная пространственная частота интерференционного метода достигает 5000 лин./мм, полосы имеют синусоидальное распределение освещенности. Для получения интерференционных полос на фотослой направляют симметрично два когерентных пучка света, составляющих угол α с нормалью (рис. 64, а). Пространственная частота интерференционной структуры в воздухе определяется в этом случае формулой (11)

$$\nu = \frac{2 \sin \alpha}{\lambda_{\text{возд}}}.$$

Преломление света на границе воздух—фотоэмульсия приводит к уменьшению синуса угла падения в n раз (n — показатель преломления фотоэмульсии относи-

тельно воздуха). Однако во столько же раз уменьшится и длина световой волны λ . Поэтому пространственная частота структуры в толще эмульсии будет та же, что и в воздухе (рис. 64, а).

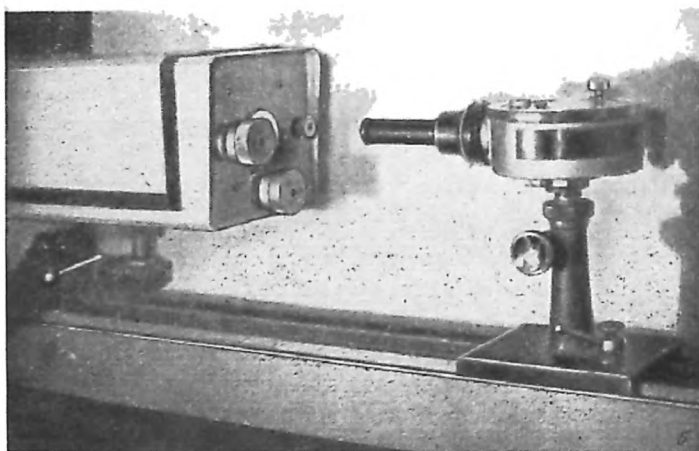
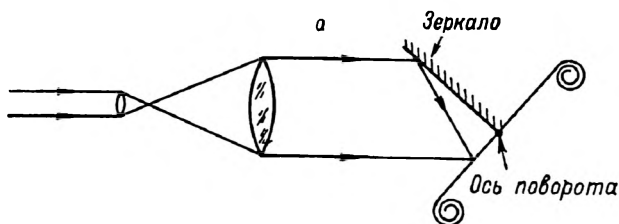


Рис. 65. Лазерный интерференционный резольвометр ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР.

а — схема, б — общий вид.

Если углы падения пучков на фотослой не одинаковы, то, вообще говоря, частота структуры в эмульсии изменится по сравнению с той, которая была в воздухе.

Например, для случая встречных пучков, падающих на плоскопараллельный фотослой с противоположных его сторон (рис. 64, б), в соответствии с формулой (9) имеем

$$\nu = \frac{2}{\lambda_{\text{рм}}} = \frac{2n}{\lambda_{\text{в.о.в.д.}}}.$$

Для лазерной резольвOMETрии разработаны специальные интерференционные схемы [105—107]. По схеме рис. 65, а в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе АН СССР разработан лазерный интерференционный резольвOMETр, общий вид которого представлен на рис. 65, б. Этот прибор выпущен небольшой серией и эксплуатируется на предприятиях, разрабатывающих фотослой для голографии.

Особенностью схемы рис. 65, а является простота изменения пространственной частоты, которое осуществляется поворотом системы зеркало—фотослой вокруг ребра образуемого ею двугранного угла. Конструкция прибора разработана в двух вариантах: для резольвOMETрического испытания 35-миллиметровой киноплёнки и для испытания фотопластинок. РезольвOMETр используется как приставка к гелий-неоновому лазеру.

В работе [104] было показано, что резольвограмму можно рассматривать как дифракционную решетку и судить о контрасте ее структуры по яркости дифракционных порядков. Просвечивая такую решетку лазерным пучком и измеряя ее дифракционную эффективность для разных пространственных частот, можно построить частотно-контрастную характеристику фотоэмульсионного слоя. Специально для такого рода измерений во ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР разработан автоматический прибор [107]. Именно таким методом получены частотно-контрастные характеристики, приведенные на рис. 63.

Ориентировочное исследование резольвограммы можно осуществить, рассматривая через поля с разными пространственными частотами яркую электрическую лампочку. Наличие дифракционных порядков свидетельствует о том, что данная частота разрешается эмульсией, а яркость порядков является мерой контраста интерференционной структуры.

Чувствительность фотослоев

Второй важнейшей для голографии характеристикой фотослоев является светочувствительность. Именно эта величина определяет необходимую для получения голограммы экспозицию. К сожалению, принятые методы испытания фотоматериалов в свете лампы накаливания (ГОСТ 2817-50) и соответствующие единицы ГОСТа не

позволяют рассчитать экспозицию, необходимую в каждом случае. Чувствительность голографических фотоматериалов, которые экспонируются только в монохроматическом свете, должна определяться в энергетических единицах (дж/см^2 или эрг/см^2).

Именно в таких единицах дана в табл. 1 чувствительность некоторых фотослоев. Следует иметь в виду, что большему числу эрг на 1 см^2 соответствует менее чувствительная эмульсия. Указанное в табл. 1 число эрг на 1 см^2 представляет собой экспозицию, необходимую для получения оптической плотности $D=0.5$. Можно рекомендовать для каждой новой фотоэмульсии производить ряд пробных экспозиций, сопровождая каждую из них фотоэлектрическим измерением освещенности в плоскости голограммы.

Ориентировочное время выдержки, которое требуется для пластинки ВРЛ при голографировании трехмерного диффузного объекта площадью около 1 дм^2 с помощью 20-милливаттного гелий-неонового лазера (ЛГ-36), — менее одной минуты.

Пленка ФПГВ обладает чувствительностью примерно на порядок, а Панхром-18 — на два порядка большей.

Следует иметь в виду, что с длиной волны меняется не только чувствительность эмульсии, но и ее разрешающая способность. Разрешение обычно быстро падает с уменьшением длины волны из-за увеличения рассеяния света в фотоэмульсии. Ход спектральной чувствительности зависит от типа сенсibilизации.

При получении голограмм с помощью импульсных лазеров и особенно лазеров, генерирующих «гигантский импульс», необходимо учитывать отклонения от закона взаимозаместимости, вследствие которых чувствительность фотослоев уменьшается при сокращении длительности экспонирования (см., например, [108]).

Фазовые и отражательные голограммы

До сих пор мы описывали действие фотопластинки как среды, ответом которой на экспозицию является изменение прозрачности, а голограмма рассматривалась как амплитудная диффракционная решетка.

Можно изготовить и фазовую голограмму [8, 109] — решетку, в которой происходит пространственная модуля-

ция фазы световой волны. В чисто фазовой синусоидальной решетке не происходит поглощения света. Поэтому яркость изображений, восстановленных фазовой голограммой, значительно выше, чем амплитудной.

Фазовые голограммы обычно получают отбеливанием проявленной пластинки. При этом пластинка делается

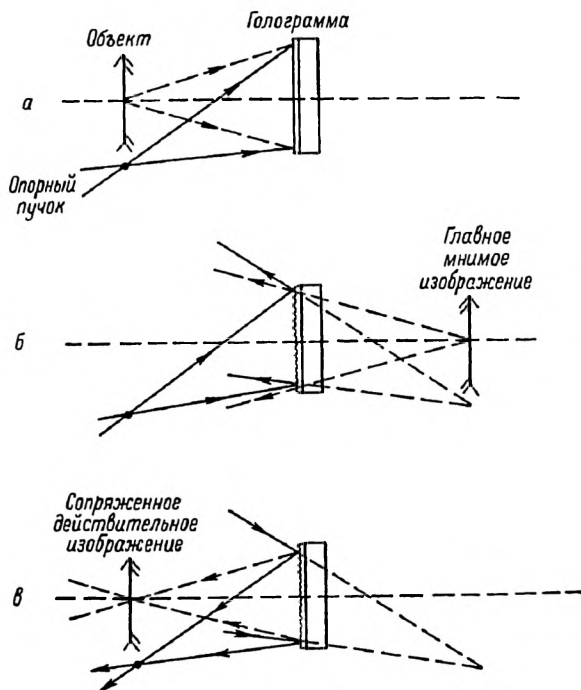


Рис. 66. Отражательная голограмма.

Регистрация (а) и восстановление зеркально обращенных свободных от аберраций мнимого (б) и псевдоскопического действительного (в) изображений.

прозрачной, и только рельеф ее поверхности и вариации показателя преломления несут записанную на нее информацию. Для отбеливания проявленную и отфигенированную пластинку погружают в раствор двуххромового калия или красной кровяной соли.

Более совершенный рецепт (для пластинок Кодак 649 F) приведен в работе [110]. Отбеливающий раствор

составляют из 10 частей раствора А, 1 части раствора В и 100 частей воды.

Раствор А		Раствор В	
Вода	— 500 мл	Хлористый натрий	— 45 г
Бихромат аммония	— 20 г	Вода	— до 1 л
Концентрированная сер- ная кислота	— 14 мл		
Вода	— до 1 л		

Для создания голограммы с максимальной дифракционной эффективностью экспозицию следует в несколько раз увеличить по сравнению с той, которая необходима для записи амплитудной голограммы.

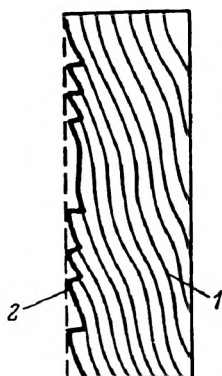


Рис. 67. Профиль отражательной голограммы, полученной на фоторезисте [111].

1 — волновые поверхности стоячих световых волн, 2 — алюминированная поверхность.

Разновидностью фазовых голограмм являются впервые предложенные в [8] отражательные голограммы [111] (рис. 66). Их получают, напыляя тонкий слой металла на поверхность обычной фазовой или амплитудной голограммы, обладающей заметным рельефом. Такая голограмма эквивалентна отражательной дифракционной решетке и также дает очень яркие восстановленные изображения.

В работе [111] удалось получить профилированные фазовые голограммы, обладающие огромной эффективностью (рис. 67). Такая голограмма отражает свыше 70% падающего на нее света при пространственной частоте около 1000 лин./мм. Однако этот результат получен на специальном фототермопластике, а не на обычном галогеносеребряном фотослое.

Эффективность голограмм разных типов

Дифракционная эффективность голограмм — это ее коэффициент полезного действия, т. е. отношение светового потока в восстановленной волне к полному потоку, падающему на голограмму.

Теоретические значения максимальной эффективности различны для голограмм разных типов [112]. В случае двухмерных голограмм теоретический предел равен 6.25% для амплитудной и 33.9% для фазовой голограмм, а для отражательной (типа, представленного на рис. 67) предельная эффективность достигает 100%.

Трехмерные фазовые голограммы, полученные во встречных пучках, имеют также предельную теоретическую эффективность 100%. Максимальная эффективность трехмерных амплитудных голограмм, полученных во встречных пучках, не превышает 7.2%.

Экспериментально достигнутые к настоящему времени эффективности близки к теоретическим.

Другие среды для регистрации голограмм

Галондосеребряная фотографическая эмульсия является наиболее употребительной светочувствительной средой для получения голограмм. Это объясняется высокой чувствительностью эмульсии, возможностью сенсibilизации к длинам волн наиболее распространенных и совершенных лазеров, долговечностью и прочностью полученных голограмм, а также сравнительной дешевизной. Вместе с тем фотоэмульсия обладает рядом недостатков, главными из которых являются два: 1) между моментом окончания экспозиции и моментом восстановления изображения проходит в лучшем случае несколько минут — время, необходимое для химической обработки эмульсии; 2) фотографическая эмульсия не допускает повторного использования.

Оба эти недостатка приводят к тому, что фотографические методы регистрации голограмм, как правило, не позволяют следить за динамикой процесса в «реальном времени».

Однако фотографическая эмульсия не является единственно возможной светочувствительной средой для регистрации голограмм. В настоящее время уже разработан и применен ряд других светочувствительных сред и процессов, пригодных для голографии. В первую очередь надо упомянуть обратимые фотохромные материалы. Они могут быть двух типов — стекла с добавками галогенидов серебра [113] и пластмассовые или жидкие пленки с вве-

депными в них органическими красителями, чаще всего спиропиранами [114].

Фотохромные стекла с добавлением хлористого и бромистого серебра чувствительны к синему и ультрафиолетовому излучению. Добавка подистого серебра расширяет область чувствительности до зеленой части спектра (λ 5500 Å). Облучение засвеченных стекол желто-красным светом ускоряет их просветление. Стекла могут быть использованы многократно без какого-либо изменения их фотохромных свойств. Разрешающая способность фотохромного стекла определяется его структурой. Кристаллики галогенидов серебра имеют размеры около 100 Å и отстоят один от другого примерно на 1000 Å. Фотохромные стекла уже были испробованы для получения голограмм. В работе [115] для получения голограммы мира с рассеивателем использовался аргоновый лазер (λ 4880 Å) мощностью в несколько ватт. Изображение появлялось примерно через 2 мин. Выдержка более 5 мин. уже не увеличивала яркости восстановленного изображения, так как наступало равновесие между числом вновь образующихся и рассеивающихся центров поглощения. Можно предполагать, что такая инерционность потемнения обусловлена низкой мощностью облучения, а не большой постоянной времени самого стекла. В работе [113] потемнение фотохромного стекла наблюдалось за время порядка 10^{-3} сек. при освещении последнего импульсной лампой-вспышкой.

В работе [115] использовалось фотохромное иодисто-серебряное стекло толщиной 6.35 мм. Качество восстановленного изображения очень хорошее, но эффективность голограммы (яркость восстановленного изображения) очень мала. Данные, приведенные в этой работе, показывают, что чувствительность фотохромных стекол на 4—5 порядков меньше чувствительности высокоразрешающих фотопластинок.

В работе [116] фотохромное стекло подвергалось предварительной ультрафиолетовой засветке, а для получения голограмм использовался красный гелий-неоновый лазер, излучение которого обладает отбеливающим действием. Такой процесс менее удобен, поскольку допускает лишь однократную запись. Для получения каждого нового изображения необходимо подвергать стекло предварительной засветке. Однако в таком процессе применимы более распространенные длинноволновые лазеры.

Впрочем, схема с отбеливанием позволяет исследовать динамику процесса, если чередовать в регулярной последовательности (например, с помощью обтюраторов) некогерентную ультрафиолетовую засветку голограммы, экспонирование голограммы предметным и опорным пучками и восстановление волнового фронта одним только опорным пучком. Для получения голограмм использовались также органические фотохромные пленки [117, 118], кристаллы рубина [119], стеклообразная борная кислота с добавкой флюоросцеина [120] и другие фотохромные вещества.

В свете мощных импульсных лазеров голограммы можно получать также на тонких слоях веществ, используемых для пассивных модуляторов добротности лазерных резонаторов, например криптоцианина или фталоцианина [121, 122]. Голограмма такого типа существует только во время образующего ее импульса лазера, а восстановление изображения осуществляется опорным пучком. Инерционность голограмм такого типа очень мала и, по-видимому, не превышает 10^{-12} сек., поскольку восстановленное изображение наблюдается не только, когда опорный и предметный пучки образованы одним и тем же лазером, но и когда они формируются разными лазерами, и даже при небольших изменениях длины волны одного из них.

Для получения голограмм применяются также термопластические и фототермопластические слои. В таких слоях используется свойство некоторых полимеров деформироваться при нагреве, если на их поверхности создан электропотенциальный рельеф. Такой рельеф может быть образован, например, электронным лучом в приемной телевизионной установке.

Другая возможность создания потенциального рельефа — введение в термопластик фотопроводящего красителя или нанесение на него фотопроводящего слоя. Голограммы на фототермопластике получены в работе [123]. Ее авторы отмечают большую чувствительность приемного слоя (примерно на порядок выше, чем у фотопластинок Кодак 649 F), высокое разрешение и практически полное отсутствие дискретной структуры. В отличие от фотохромных материалов на фототермопластике или термопластике можно получать лишь фазовые голограммы (см. также [124]).

Для регистрации голограмм используют и щелочно-галоидные кристаллы [125—128]. При освещении таких

кристаллов рентгеновским или ультрафиолетовым излучением в них образуются центры поглощения (так называемые F-центры). Длинноволновое излучение разрушает эти центры и отбеливает кристалл. Скорость отбеливания растет с увеличением температуры. Поэтому регистрация трехмерной интерференционной картины на кристаллах производится при повышенной температуре (около 80°C), а восстановление волнового фронта — при низкой температуре, порядка 0°C , когда скорость выцветания очень мала. Разрешающая способность таких кристаллических сред находится на молекулярном уровне — на одном кристалле небольших размеров можно записать огромное число голограмм. Чтобы все они восстанавливали независимо, необходимо при записи каждой голограммы поворачивать опорный пучок на малый угол. При восстановлении таким же образом поворачивают кристалл.

Перспективными средами для записи голограмм являются также магнитные пленки [129, 130], жидкие кристаллы [131, 132], фотополимеры [133], фоторезисты [111, 134, 135], полупроводниковые слои [136], нанесенные испарением в вакууме слои металлов [137] и галоидного серебра [138], хромированная желатина [139—144]. Многие из этих сред уже успешно применяются для записи голограмм.

Обзор «необычных» сред для регистрации голограмм можно найти в работах [145, 146].

ОСНОВНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ГОЛОГРАФИИ

§ 7. ТРЕХМЕРНЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Голографическое кино и телевидение

Изображения, наблюдаемые при восстановлении волнового фронта с голограммы, поражают своей реальностью. Параллакс, яркие блики от отражающих поверхностей, перемещающиеся по предмету при изменении точки зрения, стереоскопичность изображения, возможность получения многоцветных изображений — все это делает перспективы голографического кино и телевидения весьма заманчивыми. С сегодняшняя техника, однако, делает в этом направлении лишь самые первые шаги.

На пути голографического кино стоят большие, но, по-видимому, преодолимые трудности [147, 148]; главная из них — создание огромных голограмм, через которые, как через окно, одновременно могли бы наблюдать изображение большое количество людей. Эти голограммы должны быть «живыми», т. е. меняться во времени в соответствии с изменениями, происходящими с объектом. Один из возможных вариантов — запись многих изображений на одну голограмму при разном наклоне опорного пучка [5]. Если при восстановлении поворачивать голограмму, то изображения будут последовательно восстанавливаться, создавая эффект движения. Принципиальная возможность осуществления таких систем уже экспериментально доказана, однако на одну двухмерную голограмму нельзя записать более одного-двух десятков кадров. Гораздо большие возможности представляют в этом смысле трех-

мерные среды, например кристаллы. Однако размеры кристаллических голограмм пока не могут быть достаточно большими.

Будущее голографического кино, по-видимому, определяется успехами в разработке регистрирующих сред для записи динамических голограмм. Такие среды должны обладать высокой чувствительностью и разрешающей способностью, иметь малую инерцию и допускать

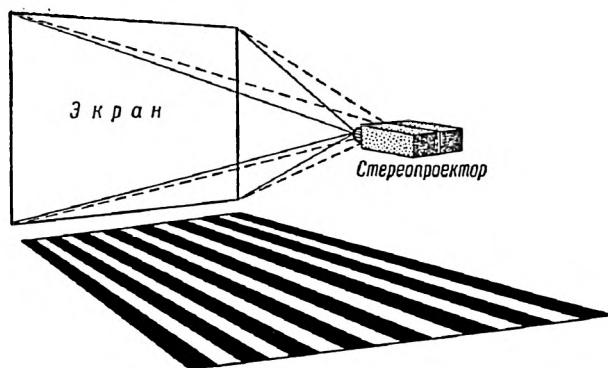


Рис. 68. Голографический стереозэкран.

многократную (миллиарды раз!) запись и стирание голограмм. Располагая такой записывающей средой, можно последовательно копировать на нее голографические кадры с помощью мощного импульсного лазера.

Голография может оказать существенную помощь и «обычному» стереоскопическому кино. Предложенный Габором голографический стереозэкран (см., например, [148]) сможет значительно улучшить качество стереопроекции. Действие голографического экрана иллюстрируется рис. 68. Он должен создавать в зрительном зале чередующиеся зоны двух типов: а) в которых виден экран, освещенный проектором «левого» кадра; б) в которых виден экран, освещенный «правым» кадром. Расстояние между зонами а) и б) равно среднему расстоянию между зрачками человеческого глаза (около 62 мм). Такой экран может быть толстослойной отражательной голограммой раstra, аналогичного изображенному на рис. 68. Экран может

быть составлен из небольших голограмм, приготовленных с помощью соответственно уменьшенного растра.

Перспективы научных применений голографического кино благоприятны уже сегодня. В Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе АН СССР создана установка для сверхскоростного киноголографирования плазмы [149, 150]. Один из полученных на такой установке пятикадровых голографических кинофильмов лазерной искры [151] показан на рис. 69. Киноголографическая установка не содержит движущихся частей. Действие ее основано на применении световых линий задержки [152] (рис. 70). Световой импульс от рубинового лазера длительностью 20—30 нсек. многократно проходит 12-метровый путь между полупрозрачным зеркалом *A* и полностью отражающим *B* и обратно, образуя при каждом проходе голограмму лазерной искры (плазмы, образованной при фокусировке мощного лазерного пучка). Интервал времени между голографическими кадрами составляет, таким образом, около 40 нсек. Разумеется, приближая друг к другу зеркала *A* и *B*, получают киноголограммы с большей частотой кадров. Такая система может быть применена для высокоскоростной ре-

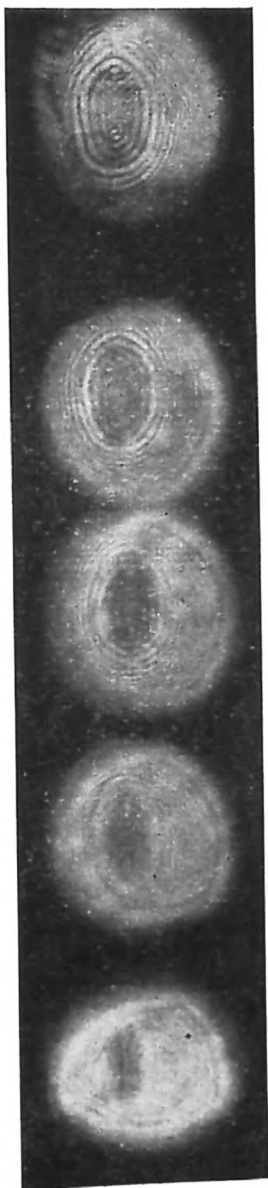


Рис. 69. Пятикадровый голографический кинофильм, состоящий из однолучевых (габоровых) голограмм лазерной искры.

Кадры соответствуют моментам времени 40, 80, 120, 160, 200 нсек.

гистрации других быстропротекающих процессов, например процессов разрушения твердых тел сфокусированным лазерным излучением, электрического взрыва проволок и др.

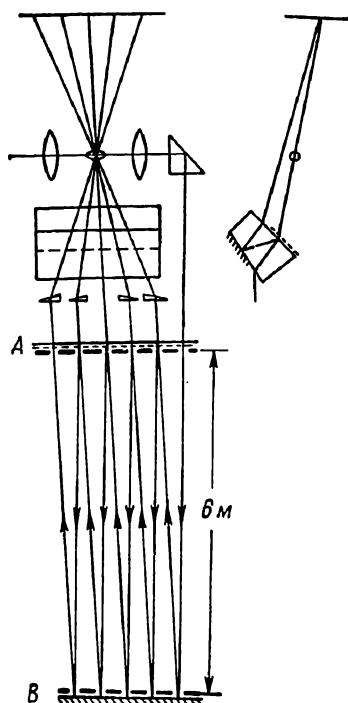


Рис. 70. Схема установки для получения двухлучевых голографических кинофильмов быстропротекающих процессов с оптической линией задержки.

Голографическое телевидение также представляет проблему, которая в ближайшие годы встанет на повестку дня. Помимо очевидных преимуществ, связанных с трехмерностью изображения, отметим здесь помехоустойчивость, надежность голографического телевидения, возможность передачи больших контрастов, кодирования телевизионных передач и т. д. Следует, однако, иметь в виду, что трехмерная сцена, демонстрируемая на экране телевизора современных размеров, приведет к ощущению «кукольности» изображенного на ней, поэтому настоящим реальным зрелищем голографический телевизор станет лишь, когда появится техническая возможность перейти к голографическому экрану больших размеров.

Перед техникой голографического телевидения стоит и ряд других нерешенных проблем. Для передачи трехмерного изображения высокого качества необходима примерно в несколь-

ко тысяч раз большая передающая способность (ширина полосы пропускания) телевизионного канала, чем используемая сейчас в вещательном телевидении [153]. Прогресса в голографическом телевидении следует ожидать, с одной стороны, в увеличении передающей способности каналов связи, а с другой — в уменьшении количества информации, необходимой для построения голограммы.

Широкополосные каналы связи, по-видимому, могут быть созданы на лазерных пучках. Для уменьшения ко-

личества информации, необходимой для построения голограммы, возможны различные приемы как разработанные для телевидения, так и специально голографические. Например, в работе [154] предлагается передавать по телевизионному каналу не всю голограмму, а ее узкую горизонтальную полосу. На выходе эта полоска мультиплицируется и таким образом составляется полная голограмма, состоящая из одинаковых горизонтальных полосок. Естественно, что при восстановлении по такой голограмме волнового фронта параллакс останется только в горизонтальной плоскости. Однако именно этот параллакс наиболее важен для ощущения глубины сцены — ведь наши глаза находятся в одной горизонтальной плоскости. Этот же метод может оказаться полезным для голографического кино. Проекция целевой голограммы может осуществляться при ее непрерывном движении с постоянной скоростью [155].

Если «избавиться» также и от горизонтального параллакса, составляя голограмму не из полосок, а из одинаковых маленьких квадратиков [156], то удастся уменьшить количество передаваемой информации примерно на три порядка без чрезмерного ухудшения качества изображения. При этом, конечно, изображение на экране уже не будет стереоскопичным и из всех преимуществ голографии останется только ее помехоустойчивость.

Для голографического телевидения, так же как и для кино, необходимо решить проблему записи динамических голограмм, образующихся безынерционно и сразу же готовых к восстановлению. Однако уже сейчас голографическое телевидение сможет оказаться полезным для решения некоторых научных проблем: высоконадежной и помехоустойчивой, хотя и сравнительно медленной, передачи информации с возможностью ее электрического кодирования, фильтрации, ввода в вычислительные машины и т. д. Первые, еще несовершенные опыты в этом направлении уже сделаны (см. например, рис. 71 [157]).

Гораздо лучших результатов удалось добиться при передаче голограмм по междугородному фототелеграфному каналу [158], разрешающему примерно на порядок больше элементов, чем стандартный телевизионный канал. По принятым голограммам восстановлены изображения штриховых, полутоновых и объемных объектов. То обстоятельство, что передаваемые голограммы имели лишь две гра-

дации яркости (что соответствует крайней степени нелинейности), не привело к существенным искажениям передачи тонов объекта.



Рис. 71. Изображение, восстановленное с голограммы, переданной по телевизионному каналу.

Голография вносит свой вклад и в обычное телевидение: на ее основе американской фирмой RCA разработана система каскадного телевидения «Селектовижен».

«Селектовижен» — это голографическая приставка к телевизору, представляющая собой дешевый видеомagnetofон со сменными кассетами голографической записи кино- и телефильмов. С каждого кадра фильма изготавливается фазорельефная голограмма на фоторезисте. Затем на нее гальванически наносится слой металла. Эта металлизированная голограмма служит штампом для изготовления рельефных реплик на прозрачной виниловой ленте. С одного штампа может быть изготовлено много копий. При

демонстрации лента движется мимо восстанавливающего пучка; действительное изображение проектируется на мишень видикона и затем воспроизводится на экране телевизора.

Трехмерная фотография

В своих классических опытах Перрен определял распределение по высоте мельчайших гуммигутовых шариков, совершавших броуновское движение в жидкости. Для этого он считал количество движущихся шариков, попавших в поле зрения микроскопа, фокусируя его последовательно на слои эмульсии, находящиеся на разной высоте. Такие опыты очень удобно было бы осуществить с помощью голографии. При восстановлении волнового фронта можно также послойно исследовать эмульсию,

считая количество уже неподвижных шариков в каждом слое.

Примерно так же работает голографический дисдрометр — прибор для исследования движущихся частиц, капель дождя или тумана, снежинок и т. д. Голограмма регистрируется с помощью импульсного лазера за время порядка 20 нсек. Трехмерное распределение частиц про-

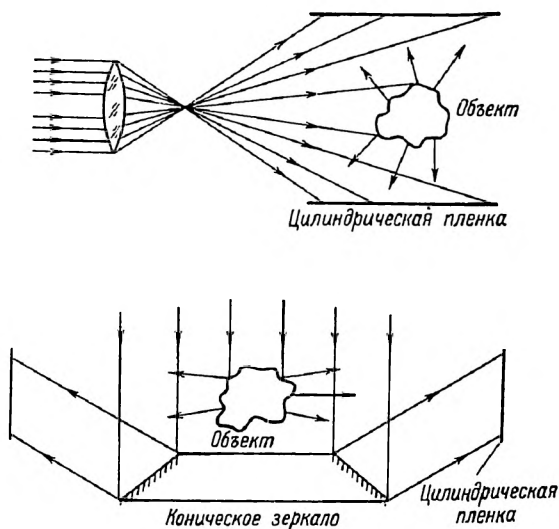


Рис. 72. Схемы регистрации голограммы с углом охвата 360° .

сматривают при восстановлении с помощью лазера с непрерывной генерацией. Аналогичные установки используются для регистрации следов частиц в трековых камерах [159, 160]. Преимущества этого метода очевидны: увеличивается глубина резко изображаемого пространства и, следовательно, производительность камеры, появляется возможность выделения, фильтрации следов интересующей исследователя формы.

Основная трудность при регистрации пространственных распределений треков и частиц заключается в том, что частицы, находящиеся вне плоскости фокусировки, создают рассеянный фон, снижающий контраст изображения. Это ограничивает возможности метода при регистрации ансамблей с высокой концентрацией частиц [161].

Голограммы могут регистрировать излучение, рассеянное объектом. На рис. 72 показаны схемы регистрации голограмм с углом охвата 360° . Однако можно получить голограмму с таким охватом и при обычном (не всестороннем) освещении. Для этого необходимо сделать много экспозиций, поворачивая каждый раз объект на небольшой



Рис. 73. Фотография изображения, восстановленного голограммой [164].

угол и засвечивая при каждой экспозиции узкую вертикальную полосу голограммы [162].

Трехмерные свойства восстановленных с помощью голограмм изображений могут быть использованы в рекламе, лекционных демонстрациях, при конструировании художественных панорам, создании копий произведений искусств, регистрации голографических портретов. При получении голографического портрета человека необходимы столь краткие выдержки, чтобы структура голограммы не была размыта вследствие смещений освещенной поверхности. Это требует повышения мощности лазера, используемого для получения голограммы. При этом, однако, не следует забывать о предельно допустимой концентрации энергии на поверхности сетчатки челове-

ского глаза.* Выход из положения заключается в освещении лица с помощью рассеивающих экранов большой площади [163—166] (рис. 73).

Неоптическая голография

С помощью голографии успешно решается проблема визуализации акустических полей. Это имеет большое прикладное значение. Возможные применения звуковой голографии — дефектоскопия, изучение рельефа морского дна,

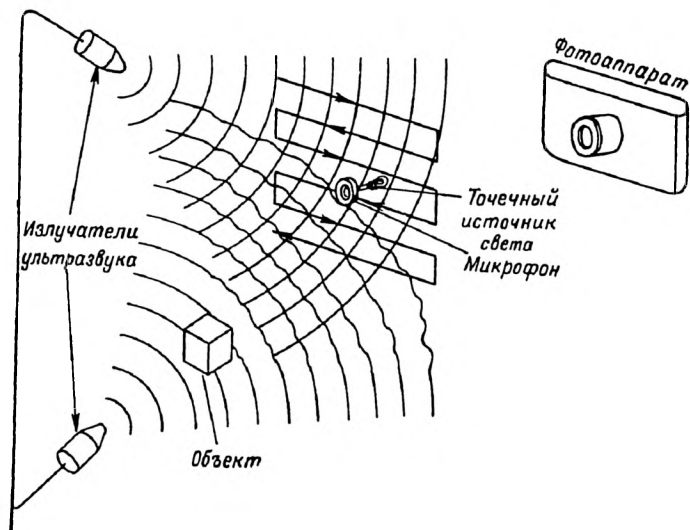


Рис. 74. Схема получения звуковых голограмм со сканирующим приемником.

звуколокация, звуконавигация, поиски полезных ископаемых, исследование структуры земной коры и т. д.

Особое значение имеет ультразвуковая голография для медицинской диагностики.

Регистрация звуковых голограмм производится таким образом, чтобы запись допускала оптическое восстановление. Для этого используются следующие методы.

* Для 30-наносекундного рубинового лазера уровень энергии на поверхности сетчатки не должен превышать нескольких сотых долей дж/см² [166].

1. Сканирование звукового поля. Сигнал от приемника ультразвука (микрофона, пьезоэлемента и т. д.) модулирует световой поток, образующий оптическую голограмму. Возможны различные модификации такой схемы. На рис. 74 изображен вариант схемы, в которой сигнал сканирующего приемника управляет яркостью укреплённой на нем точечной лампочки [167].

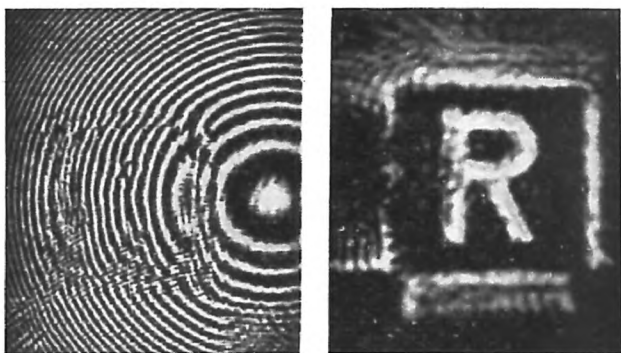


Рис. 75. Ультразвуковая голограмма, полученная при сканировании приемника, и восстановленное по ней изображение буквы R.

Опорный сигнал — от генератора [168].

В других схемах сигнал с приемника подается на электроннолучевую трубку. Развертка луча производится синхронно с перемещением датчика, и голограмма фотографируется с экрана трубки [168, 169]. Фотографирование обычно производится с сильным уменьшением, поскольку длина световой волны во много раз меньше звуковой. Аналогичную голограмму можно получить также и в том случае, если пространство сканируется источником ультразвука при неподвижном приемнике [170, 168].

Возможны как однолучевые, так и двухлучевые варианты звуковой голографии. Впрочем, роль опорного звукового луча может играть электрический сигнал с генератора звука, добавляемый к сигналу датчика [169] (рис. 75).

2. Фотография. Ультразвуковое поле можно непосредственно зарегистрировать на фотопластинку, используя то обстоятельство, что ультразвук интенсифицирует химические реакции, происходящие при проявлении или фиксировании фотослоя. В работе [171] предварительно равномерно засвеченная, но непроявленная фотопластинка помещалась в ванну со слабым раствором гипосульфита. В ней создавалось ультразвуковое поле, и в пучностях звуковых волн происходило быстрое растворение галоидного серебра. После 20—30-секундного воз-

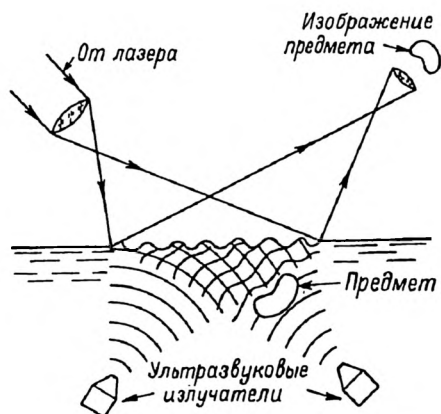


Рис. 76. Схема получения ультразвуковых голограмм, использующая поверхностный рельеф жидкости.

вучивания» пластинка проявлялась на свету. Полученная таким образом звукоголограмма восстанавливала изображение в световом пучке. Точно так же можно экспонировать фотопластинку ультразвуком в слабом проявляющем растворе. Пластинка должна быть предварительно засвечена. Проявление в пучностях звуковых волн идет намного быстрее, чем в узлах.

3. Деформация поверхности жидкости под действием звукового давления (рис. 76). Этот способ обладает тем преимуществом, что позволяет производить оптическое восстановление полученной отражательной голограммы одновременно с ее образованием и наблюдать, таким образом, за процессом в реальном времени [172]. Другой

вариант описан в работе [173]. Поверхность жидкости покрывалась термопластической пленкой, которая деформировалась ультразвуковой волной, затем охлаждалась и использовалась в дальнейшем как фазовая оптическая голограмма.

Для регистрации ультразвуковых голограмм применялась также пьезокерамическая мозаика и поэлементное считывание сигнала сканирующим электронным лучом.

4. В качестве объемной голограммы можно использовать саму ультразвуковую волну в жидкости, бегущую или стоячую. Уплотнения и разрежения жидкости сопровождаются изменениями ее показателя преломления. Таким образом, звуковая волна представляет собой трехмерную фазовую голограмму. В результате брэгговской дифракции лазерного пучка на такой голограмме можно получить в реальном времени световую копию ультразвуковой волны [174, 175] (рис. 77).

Основные работы по акустической голографии собраны в сборниках [176].

Уже в 50-х годах произведены первые успешные опыты по получению голограмм и оптическому восстановлению изображений в сантиметровом и миллиметровом диапазонах электромагнитных волн. Такие опыты имеют большое значение для радиолокации. Обычные радиолокационные методы, как правило, не дают возможности регистрировать форму и размер объектов, а позволяют лишь судить о их наличии или отсутствии в поле зрения радиолокатора. Радиоголографические методы позволяют наблюдать и форму, и размеры объектов, что очень важно для их опознавания. Предложены и другие применения микроволновой голографии — исследование поверхности Земли и планет со спутников, оптическое моделирование и исследование радиоантенн [177].

Методы регистрации микроволновых голограмм аналогичны методам регистрации звуковых голограмм со сканированием. Так, например, в работе [178] сигнал от датчика подавался на экран телевизионной системы, развертка которой была синхронизована с перемещением датчика. Голограмма фотографировалась с экрана, изображение восстанавливалось в лазерном свете. В другой работе [179] схема регистрации микроволновой голограммы была аналогична схеме рис. 74. Голограмма ре-

гистрировалась на площади 2×2 м (длина волны 3 см). Поле сканировалось кристаллическим диодом, который управлял освещенностью движущейся вместе с ним точечной лампы, проектировавшей на фотопленку. Голограмма уменьшалась в 1000 раз (до размера 2×2 мм),

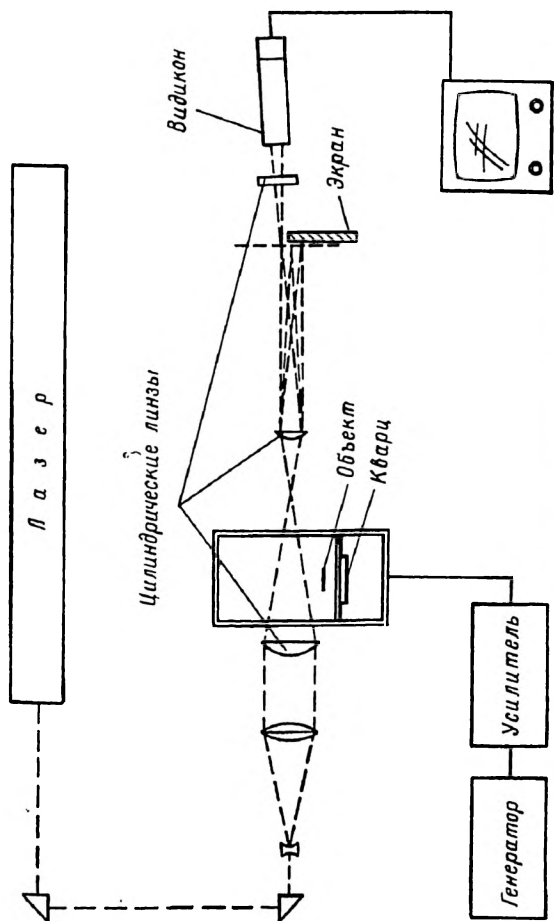


Рис. 77. Схема восстановления изображения в результате брэгговской дифракции света на ультразвуковой голограмме [175].

изображение восстанавливалось с помощью гелий-неонового лазера (λ 0.63 мкм).

Для получения микроволновых голограмм использовались также жидкие кристаллы, изменяющие цвет при нагревании микроволнами [180].

Оригинальный метод регистрации микроволновой голограммы предложен в работе [181]. Микроволновое интерференционное поле регистрировалось поглощающей пластиной (парафин в смеси с угольным порошком). Локальное нагревание пластины в пучностях поля приводило к возникновению рельефа на ее поверхности, контурная карта которого регистрировалась методом оптической голографической интерферометрии. Эта контурная карта и представляет собой микроволновую голограмму.

Заметим, что методы голографии в радиоволнах начали развиваться еще задолго до «голографического взрыва» 1964 — 1965 гг. Они связаны в основном с системами радиолокации с синтезированной апертурой (системой бокового обзора) [182—185]. Принципы действия такой простейшей системы иллюстрируются рис. 78. Самолет движется по прямолинейной трассе в направлении x , непрерывно излучая короткие импульсы микроволн, каждый раз «освещая» площадь, заштрихованную на рисунке. Отраженные от местности сигналы поступают на приемную антенну и смешиваются с непрерывным сигналом от того же генератора микроволн, играющим роль плоской опорной волны. Результирующий сигнал модулирует по интенсивности электронный луч, развертка которого запускается импульсами генератора. Сигналы от более удаленных точек местности поступают позже и записываются в конце каждого хода луча, ближним точкам соответствует начало развертки. Экран трубки непрерывно фотографируется на движущуюся пленку, образуя голограмму, вид которой изображен на рис. 79.

Поскольку сигналы от каждой точки местности принимаются длительное время, в течение многих импульсов, и за это время самолет проходит значительное расстояние l , накапливая эти сигналы, разрешающая способность по азимуту будет определяться уже диаграммой направленности «синтезированной» антенны, длина которой (а следовательно, и угловое разрешение) определяется расстоянием l . Разрешающая же способность по дальности будет, как и в обычном радиолокаторе, определяться длительностью импульсов.

Рассмотрим прежде всего простейший случай, когда на местности имеется только один точечный объект A (рис. 78, а). Этот объект будет рассеивать сферическую

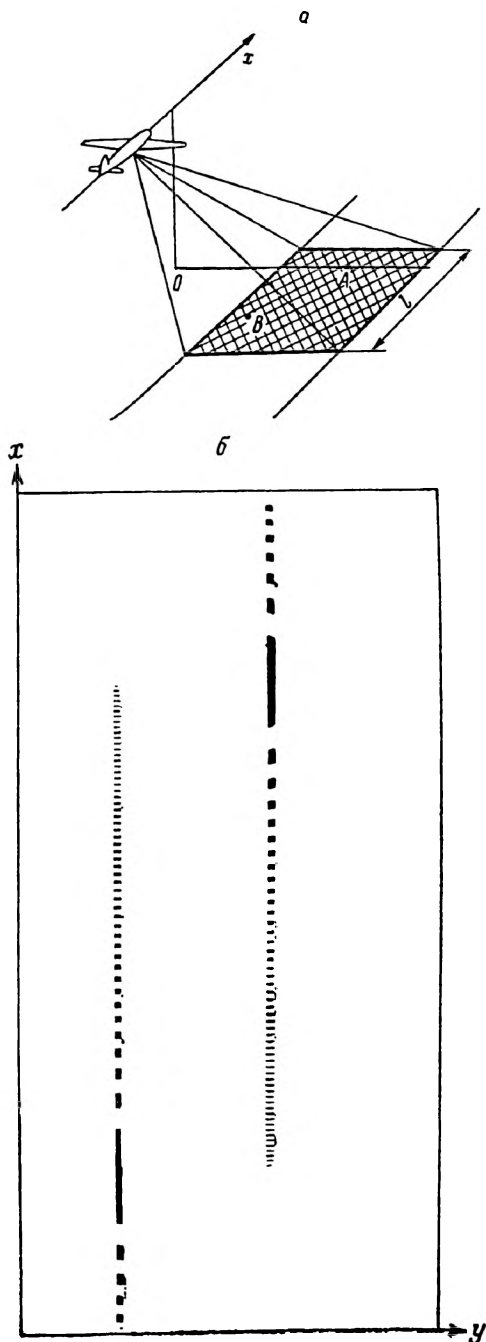


Рис. 78. Геометрия записи
голограммы радиолокатором
с синтезированной апертурой.

а — схема записи; б — голограм-
ма двух точек (по оси x — дви-
жение пленки (азимут), по y —
ход электронного луча (даль-
ность)).

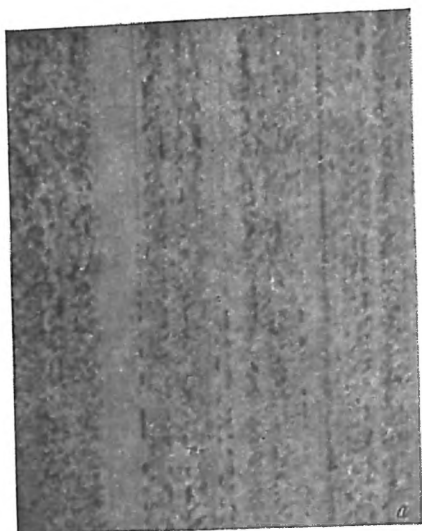


Рис. 79. Голограмма местности, записанная с помощью радиолокатора с синтезированной апертурой (а), и восстановленное (б) изображение (берег озера Эри южнее Детройта) [184].

волну, а частота принимаемого самолетом сигнала — меняться вследствие эффекта Доплера, обусловленного движением как излучающей, так и приемной антенн. Пока самолет еще не долетел до линии OA , частота принимаемого сигнала больше опорного, но разность частот будет сокращаться и обратится в нуль в тот момент, когда самолет пролетает над линией OA . Затем самолет будет удаляться от точки A , и, следовательно, доплеровский сдвиг частоты изменит свой знак на противоположный. Смещение сигналов разной частоты приведет к биениям, частота которых будет уменьшаться по мере приближения самолета к линии OA , обратится в нуль при пересечении этой линии, а затем будет возрастать. В результате на голограмме возникнет одномерная зонная решетка, центр которой соответствует моменту пролета самолета над линией OA (рис. 78, б). Точке B , находящейся ближе к курсу самолета, будет соответствовать другая одномерная зонная решетка, расположенная ближе к началу хода электронного луча и имеющая соответственно смещенный центр (рис. 78, б).

Голограмма сложной местности будет представлять когерентное наложение таких одномерных решеток, соответствующих разным точкам. Таким образом, соответствие точек местности и голограммы наблюдается только по оси y , и полученная голограмма эквивалентна оптической голограмме той же местности, сфокусированной на ее поверхность цилиндрической линзой с осью, направленной по x . Естественно, что восстановление изображения местности по такой голограмме следует вести также с цилиндрической линзой. Вид изображения местности, восстановленного таким образом с голограммы типа рис. 79, а, представлен на рис. 79, б.

На самом деле, поскольку при движении самолета его расстояние до точек регистрируемой зоны несколько меняется, каждой точке местности будет соответствовать не линейная, а немного искривленная зонная решетка.

Радиолокатор с синтезированной апертурой имеет большое практическое значение в геологии, минералогии, картографии и геофизических исследованиях с помощью искусственных спутников земли.

Развитие работ по голографии в коротковолновых излучениях (рентгеновских и γ -лучах, а также в кор-

пускулярных потоках) сдерживается трудностями получения когерентных источников.

§ 8. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Общие принципы

Если поместить голограмму на то самое место, где она экспонировалась, а предмет убрать, то, как мы уже хорошо знаем, восстановится световая волна, рассеивавшаяся предметом во время экспозиции. Если предмет не убирать, то можно наблюдать две волны: идущую от него непосредственно и восстановленную голограммой. Эти волны когерентны и могут интерферировать. Если за промежуток времени между получением голограммы и наблюдением с предметом произошли какие-либо изменения, например деформация, это сразу же отразится на наблюдаемой картине — изображение предмета окажется перерезанным интерференционными полосами равной разности хода.

Таким образом, удается заставить проинтерферировать две световые волны, существующие в разное время. До изобретения голографии это было невозможно. В обычном, неголографическом, интерферометре объект исследований должен обязательно иметь совершенную оптическую поверхность, лишенную микроструктуры, чтобы можно было без затруднений создать пучок сравнения с волновым фронтом в точности той же формы. Например, в интерферометре Тваймана—Грина (являющемся модификацией известного интерферометра Майкельсона) в один из интерферирующих пучков помещается исследуемая линза или призма, в другой — эталонная. По получаемой интерференционной картине судят об отличии исследуемой детали от эталонной.

Голографическая интерферометрия позволяет исследовать предметы неправильной формы и даже диффузно отражающие. Отступления от правильной формы поверхности предмета на интерференционной картине не скажутся, так как обе интерферирующие волны будут ими в одинаковой степени искажены — ведь эталонную световую волну создает сам же исследуемый объект

в исходном состоянии. Картина интерференции будет определяться только теми геометрическими или фазовыми изменениями, которые произошли с объектом.

Описанный метод голографической интерферометрии очень удобен, так как позволяет с помощью одной голограммы предмета, полученной в его исходном (невозмущенном) состоянии, получить интерферограммы его во многих состояниях или исследовать динамику происходящего с ним процесса в реальном времени. Однако метод этот требует возвращения голограммы точно в то положение, в котором она была во время экспозиции. Иногда для этой цели фотопластинку обрабатывают на месте, для чего необходимы специальные приспособления (см. рис. 42).

Гораздо проще метод двух экспозиций: на одну фотопластинку последовательно экспонируются две голограммы предмета, находящегося в двух разных состояниях. (Теперь надо заботиться лишь о том, чтобы фотопластинка не сдвинулась за время между двумя экспозициями.) Этот интервал времени можно сделать очень малым, например в работе [186] лазер генерировал двойной гигантский импульс, состоящий из двух пиков, сдвинутых на несколько микросекунд, а голографическая интерферограмма регистрировала те фазовые изменения, которые произошли с объектом за это время.

Заметим, что требования к качеству оптики, столь суровые для обычной интерферометрии, как правило, несущественны для голографической. Обе интерферирующие волны в одинаковой степени искажаются несовершенствами оптических деталей. Это позволяет осуществлять интерференционные исследования больших объектов без огромных затрат на высококачественные зеркала, окна и светоделительные пластины.

Итак, голографическая интерферометрия имеет дело с интерференционными картинками, образованными волнами, из которых хотя бы одна восстановлена с помощью голограммы. Этот метод был предложен независимо и почти одновременно в нескольких работах, выполненных в конце 1965 г. [186—192].

Голографические исследования деформаций

Как уже отмечалось, голографическая интерферометрия дала возможность сравнивать различные состояния одного и того же предмета даже в том случае, если он обладает хаотической микроструктурой и диффузно отражает или пропускает свет. Это замечательное свойство голографической интерферометрии обусловлено тем,

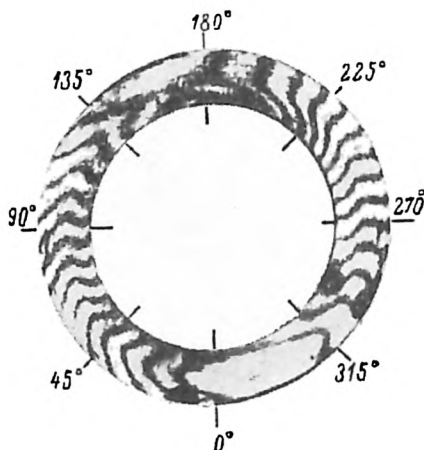


Рис. 80. Интерференционные полосы, полученные при сравнении внутренних поверхностей двух одинаковых цилиндров [193].

что восстановленная голограммой волна сравнения была рассеяна тем же предметом в его исходном состоянии. Если микроструктура предмета не претерпела существенных изменений, мы наблюдаем регулярную интерференционную картину, соответствующую тем макроскопическим изменениям, которые произошли с ним. Если существенно изменилась и микроструктура предмета, мы не увидим интерференционных полос, поскольку разность хода от точки к точке будет меняться хаотически, и в соответствии с этим интерференционная картина будет иметь нерегулярную структуру и высокую пространственную частоту. По этой причине голографическая интерферометрия не дает возможности сравнивать различные диффузно-прозрачные или отражающие пред-

меты.* Она бессильна и в том случае, если в двух сравниваемых состояниях предмета его микроструктура существенно изменилась, например, когда поверхность его покрасили или подвергли химическому травлению. Однако уменьшение контраста полос при изменении микроструктуры объекта можно использовать для того, чтобы судить о характере этих изменений — например, следить

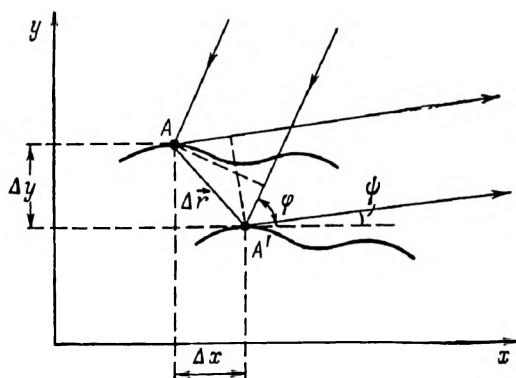


Рис. 81. К расчету разности хода при параллельном смещении поверхности.

A и A' — последовательные положения одной и той же точки.

за процессами коррозии [194] или седиментации и диффузии мутных взвесей [195].

Исследование деформаций диффузно отражающих предметов явилось одним из первых применений голографической интерферометрии [196]. Наблюдение и расшифровка получающихся полос вовсе не тривиальная задача [197]. Дело в том, что полосы образуются вследствие интерференции волн, рассеянных «соответственными» точками предмета и его голографической копии (рис. 81), и разность хода между этими волнами, определяющая конфигурацию полос, зависит не только от деформации Δr , но и от направления освещения и наблюдения. На-

* Для получения голографической интерферограммы при сравнении различных диффузно отражающих предметов их следует устанавливать так, чтобы они отражали зеркально, т. е. наблюдать их при скольльзящем падении света [193] (рис. 80).

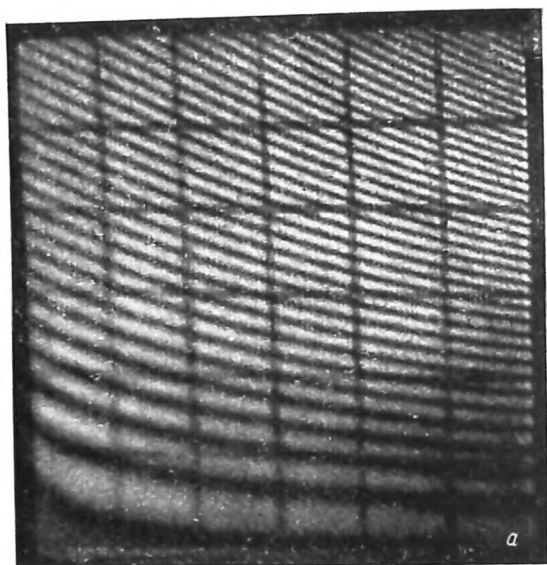


Рис. 82. Голографические интерферогаммы деформированной упругой пластинки, восстановленные по разным участкам одной и той же голограммы [198].

пример, для случая параллельного смещения объекта при освещении его плоской волной (рис. 81) разность хода Δ для всех точек объекта равна

$$\Delta = \Delta x (\cos \varphi + \cos \psi) - \Delta y (\sin \varphi + \sin \psi). \quad (53)$$



Рис. 83. Интерференционные полосы, полученные методом двух экспозиций при деформации балки длиной 195 см [60].

Расположение балки относительно частей установки выбрано в соответствии с рис. 45.

При этом мы наблюдаем систему параллельных полос, локализованных на бесконечности. В случае чистого поворота полосы локализованы вблизи поверхности объекта.

На рис. 82 представлены интерферограммы, восстановленные по одной дважды экспонированной голограмме упругой пластинки, деформированной силой, приложенной в верхнем правом углу и нормальной к плоскости рисунка. Нижний край пластинки зажат в тиски. Обе

интерферограммы (рис. 82, а, б) восстановлены по разным участкам голограммы, т. е. соответствуют разным направлениям наблюдения [198]. Как видно, расположение полос на обеих интерферограммах различно. Эта особенность голографической интерферометрии препятствует наблюдению и фотографированию полос при боль-



Рис. 84. Интерференционные полосы, полученные при испытаниях шин.

Области высокой концентрации полос (отмечены стрелками) указывают на ослабленные места. С помощью двух зеркал, поставленных под 45° , объект регистрируется на голограмме одновременно с трех направлений.

шой апертуре. Уменьшение апертуры увеличивает контраст полос, однако повышает зернистость восстановленной интерферограммы.

Различные методы расчета деформаций по наблюдаемым интерферограммам изложены в работах [196, 197, 199—203]. Следует особо отметить предложенный Абрамсоном [60, 203] метод «голодиаграммы», позволяющий с общих позиций рассмотреть геометрию голографической установки, ориентацию и локализацию полос при заданной деформации и, наоборот, по интерференционной картине определить деформацию (рис. 83).

К настоящему времени опубликовано очень много работ по применению голографической интерферометрии для исследования деформаций. Большое количество таких работ напечатано в трудах двух международных конференций по применениям голографии [204, 205]. С помощью голографической интерферометрии исследо-

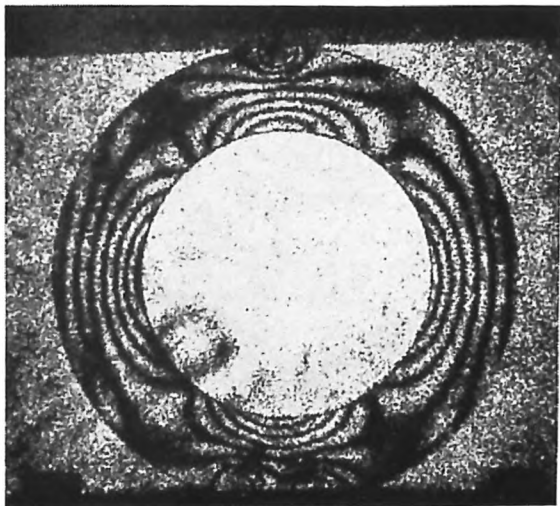


Рис. 85. Голографическая интерферограмма нагруженного кольца из эпоксидной смолы [215].

вался процесс роста кристаллов из расплава [206], а также форма мениска на поверхности жидкости [207]. Метод голографической интерферометрии использовался для контроля качества автомобильных шин по деформации их поверхности при небольшом изменении давления [208] (рис. 84). С помощью метода двух экспозиций изучались деформации цилиндрических валов [209], турбинных лопаток [210, 211] и т. д.

В работе [212] описано голографическое исследование деформаций вращающегося диска. Чтобы исключить влияние вращения использовалась установка, в которой голограмма укреплялась на одном валу с объектом и вращалась вместе с ним. Многие применения голографи-

ческой интерферометрии описаны также в обзорах [213, 214].

К исследованию деформаций непосредственно при-
мыкает применение голографической интерферометрии
для изучения изменений показателя преломления
прозрачных жидкостей и твердых тел от различного
рода воздействий на них — напряжения (голографиче-
ской фотоэластометрии [215—217]) (см. рис. 85),
нагревания [218] и т. д.

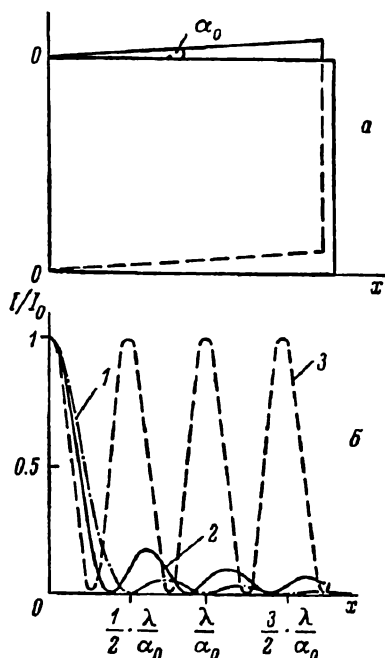


Рис. 86. Поворот пластинки (а) и распределение интенсивности по восстановленному изображению (б) при различных видах движения пластинки и способах регистрации голограммы.

1 — поворот с постоянной скоростью (однократная длительная экспозиция); 2 — при синусоидальных колебаниях с амплитудой $\alpha_0/2$; 3 — метод двух экспозиций в начале и конце движения, или стробоскопический метод.

Голографирование равномерно движущегося объекта

Как было показано ранее, движение объекта во время экспонирования, вообще говоря, недопустимо. Однако в некоторых случаях можно голографировать и движущиеся объекты и, более того, по полученной голограмме судить о характере его движения.

Рассмотрим простейший случай, схематически изображенный на рис. 86, а. Объектом является диффузно отражающая пластина, которая во время экспонирования поворачивается по направлению к голограмме с по-

стоянной угловой скоростью на небольшой угол α_0 . Предположим, что пластина освещается параллельным пучком света со стороны голограммы. Тогда точки пластины, непосредственно прилегающие к оси вращения и оставшиеся неподвижными, создадут на голограмме неподвиж-

ную интерференционную структуру и при восстановлении изображения будут наиболее яркими. Точки, которые за время экспозиции приблизились к голограмме на $\alpha_0 x = \lambda/2$, не внесут никакого вклада в интерференционную структуру. Действительно, для этих точек величина $(\varphi_1 - \varphi_2)$ — разность фаз предметной и опорной волны — изменится за время экспозиции на 2π . Поскольку среднее значение косинуса при равномерном изменении аргумента на 2π равно нулю, то в соответствии с формулой (2а) получим $A^2 = A_1^2 + A_2^2$, т. е. опорная и предметная волна будут складываться по интенсивности и не создадут интерференционной структуры на голограмме.

Точно так же не образуют интерференционной структуры точки, для которых $\alpha_0 x$ равно любому целому числу полуволн. Восстановленное изображение пластинки будет перерезано эквидистантными темными полосами, между которыми расположены светлые полосы, быстро убывающие по интенсивности.

Происхождение светлых полос и быстрое убывание их интенсивности можно объяснить следующим образом. Время выдержки для точек, приблизившихся к голограмме на расстояние, не равное целому числу полуволн, условно разобьем на две части. В первой точка, приблизившись к голограмме на целое число полуволн, не вносит вклада в ее структуру. Вторая часть выдержки, соответствующая смещению точки на расстояние, меньшее чем $\lambda/2$, приведет к появлению голографической структуры,* контраст которой, однако, будет тем меньше, чем меньшую долю полной экспозиции составляет эта вторая часть. Расчеты показывают, что закон изменения интенсивности по поверхности пластинки будет иметь вид

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \frac{2\pi\alpha_0 x}{\lambda}}{\frac{2\pi\alpha_0 x}{\lambda}} \right)^2 \quad (54)$$

График этой функции представлен на рис. 86, б.

Таким образом, оказывается возможным голографировать объекты, движущиеся во время экспозиции [219—221]. На рис. 87 представлены восстановленные интер-

* Среднее значение $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ при равномерном изменении $\varphi_1 - \varphi_2$ меньшем чем 2π , не равно нулю.

ферограммы тепловых деформаций пластины размером 60×60 см, полученные методом двойной (а) и однократ-

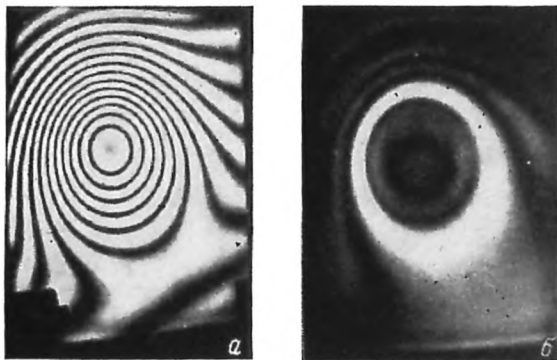


Рис. 87. Голографическая интерферограмма деформируемого объекта.

а — получено методом двойной экспозиции, б — методом однократной длительной экспозиции.

ной длительной (б) экспозиции [221]. Как видно из фотографии, метод однократной длительной экспозиции позволяет выделить интерференционную полосу нулевого порядка, что существенно облегчает расчет деформаций.

Голографический анализ вибраций

Представим теперь, что пластина, изображенная на рис. 86, совершает во время экспозиции угловые колебания с амплитудой $\alpha_0/2$ по синусоидальному закону. Пусть при этом время выдержки много больше периода колебаний. В этом случае, так же как и в предыдущем, структура голограммы будет определяться средним значением $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ за время выдержки. Однако теперь точки объекта с разной скоростью проходят разные участки своего пути — наиболее медленно они движутся вблизи своих крайних, амплитудных положений. Эти положения и вносят основной вклад в структуру голограммы. Каждый период колебания объекта можно разбить, таким образом, на три части (рис. 88): 1) время остановки в одном из крайних положений (за этот ин-

тервал мы можем принять время, в течение которого разность хода Δ меняется меньше чем на $\lambda/4$; 2) такое же время остановки в другом крайнем положении; 3) время быстрого перемещения.

Во время 1) и 2) объект поочередно экспонируется в двух своих амплитудных положениях, и мы получаем интерференционную голограмму, аналогичную методу двух

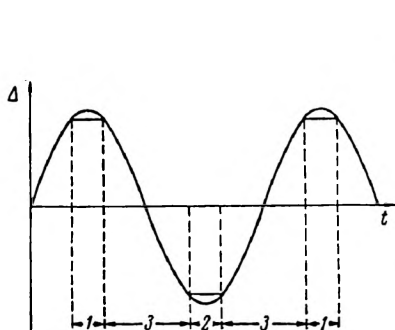


Рис. 88. «Полезная» (1, 2) и «вредная» (3) выдержки при непрерывном экспонировании вибрирующего объекта.

Δ — разность хода между пучком, отраженным от объекта, и опорным пучком.

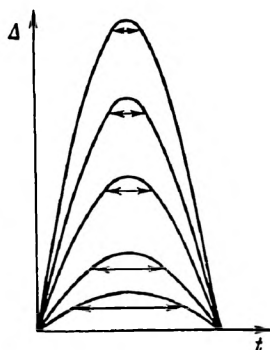


Рис. 89. Сокращение «полезной» выдержки при увеличении амплитуды.

экспозиций. Третья часть экспозиции не вносит вклада в структуру голограммы, а лишь снижает ее контраст, который становится поэтому тем выше, чем большую часть от полного периода занимает «полезная» выдержка, т. е. время остановки объекта в крайних положениях. Очевидно, что доля полезной выдержки увеличивается с уменьшением амплитуды колебаний (рис. 89).

В связи с этим и интенсивность светлых полос падает по мере увеличения амплитуды колебаний, хотя и не так быстро, как в случае поворота пластины с постоянной скоростью. Расчеты показывают, что закон изменения интенсивности по поверхности пластины будет в этом случае иметь вид

$$I = I_0 J_0^2 \left(\frac{2\pi a_0 x}{\lambda} \right), \quad (55)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. График функции (55) также представлен на рис. 86, б.

Таким образом, восстановленное изображение вибрирующего объекта оказывается перерезанным интерференционными полосами, наиболее яркая из которых располагается по узловой линии, а каждая из последующих спадающих по яркости полос объединяет точки объекта, колеблющиеся с одинаковой амплитудой (рис. 90).

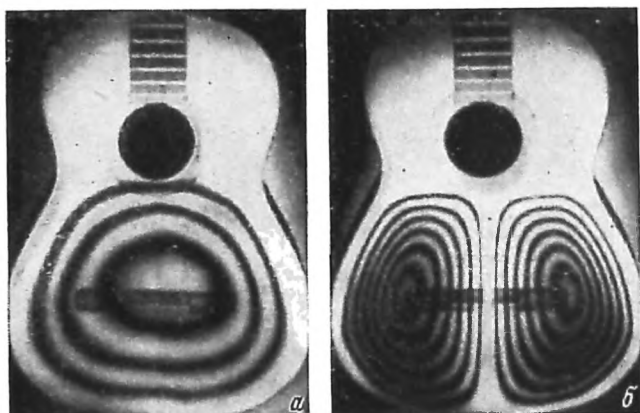


Рис. 90. Изображения звучащей гитары, полученные методом Пауэлла—Стетсона [222].

а — 185 гц, б — 285 гц.

Описанный здесь метод вибрационного анализа был предложен Пауэллом и Стетсоном в 1965 г. [190]. Он очень удобен и прост, однако имеет тот недостаток, что не позволяет наблюдать за вибрирующим объектом в реальном времени. Кроме того, этот метод ограничен небольшими амплитудами, поскольку обычно не удается наблюдать более 10—15 полос — их яркость быстро спадает.

Предложенный в работах [223—226] стробоголографический метод лишен таких недостатков. Стробоголограмма экспонируется лишь в моменты времени, соответствующие амплитудным положениям вибрирующего тела. При этом улучшается видимость интерференционных полос и соответственно увеличивается предельная

амплитуда колебаний, при которой возможно применение метода (рис. 91). Экспонируя голограмму лишь в крайних положениях объекта, мы приходим к полной тож-

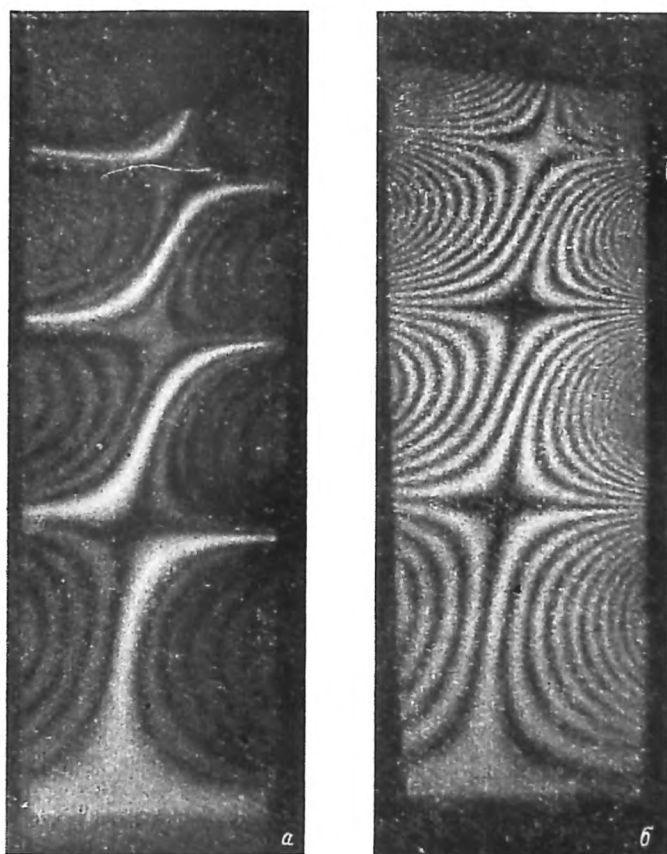


Рис. 91. Изображения турбинной лопатки высотой 15 см, колеблющейся с частотой 3800 гц [198].

а — метод Пауэлла—Стетсона, б — стробоголографический метод.

дественности стробоголографического метода и метода двух экспозиций. Последнему методу для случая, изображенного на рис. 86, а, соответствует распределение интенсивности в интерференционной картине по закону

$$I = I_0 \cos^2\left(\frac{2\pi a_0 x}{\lambda}\right). \quad (56)$$

График этой функции (полосы постоянной интенсивности) также дан на рис. 86, б. Стробоскопический метод позволяет наблюдать интерференционные полосы равных амплитуд в реальном времени [223, 224]. Для этого голограмма неподвижного объекта проявляется на месте, а затем через нее рассматривается при стробо-

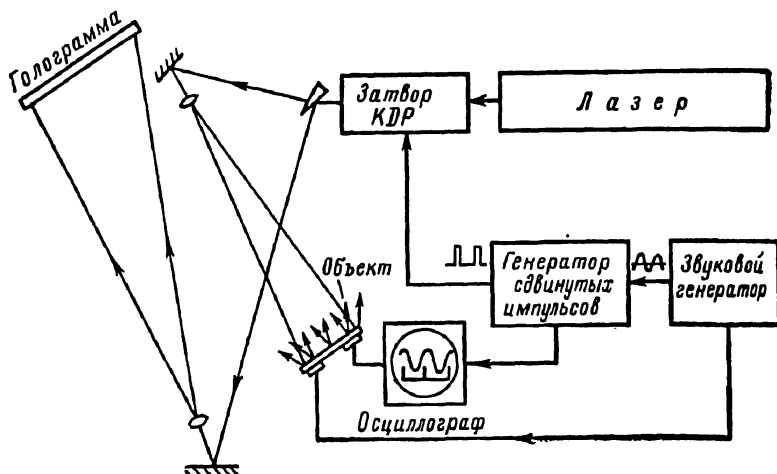


Рис. 92. Блок-схема установки для голографического исследования вибраций [198].

скопическом освещении (одна вспышка за период колебания) вибрирующий объект.

Блок-схема установки для голографического исследования вибраций представлена на рис. 92.

С помощью голографических методов можно изучать вибрации деталей и приборов, например акустических преобразователей, ультразвуковых излучателей, вибростендов, а также исследовать поверхностные волны. Предложены методы обнаружения внутренних дефектов деталей по распределению узлов и пучностей на их поверхностях. По голографическому анализу вибраций см. также [227—231].

Исследование рельефа сложных поверхностей

Голографическая интерферометрия позволяет изучать топографию предметов сложной формы. В работе [232] для этой цели предложено два метода. Первый сводится

к получению интерференционной картины при сложении волны, рассеянной объектом, с той же волной, повернутой на малый угол. Для этой цели голограмму экспонируют дважды, но перед второй экспозицией смещают опорный источник света. Вторым методом заключается в интерференционном сравнении волны, рассеянной

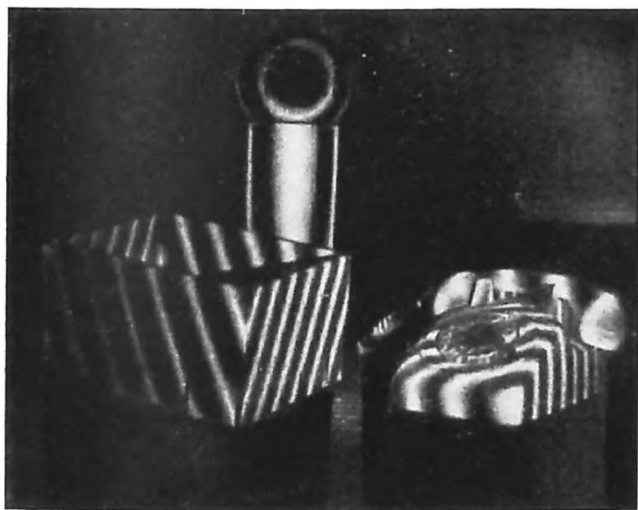


Рис. 93. Голографические контуры равных глубин, полученные двухдлинноволновым методом [234].

объектом, с такой же волной, но несколько измененных масштабов. Для этого авторы работы [232] экспонируют голограмму дважды, с разными длинами волн.

Для получения того же результата в работе [233] предлагают во время одной из экспозиций изменять показатель преломления среды, в которую погружено исследуемое тело (например, изменяя давление газа или состав иммерсионной жидкости).

На рис. 93 представлены контуры равных глубин предметов сложной формы, полученные двухдлинноволновым методом [234]. Расстояние Δh по глубине между соседними линиями в этом случае равно $\lambda^2/(2\Delta\lambda)$ (при освещении объекта со стороны голограммы). Фотография, показанная на рис. 93, получена с помощью импульс-

ного рубинового лазера, генерирующего двойную линию ($\Delta\lambda \approx 1/8 \text{ \AA}$, $\Delta h = 23 \text{ мм}$).

Заметим, что по сути двухдлинноволновый метод определения контуров равных глубин предметов не отличается от голографического метода определения временной когерентности излучения [70] (см. рис. 48). Здесь по известному расщеплению линии определяют рельеф предмета, там по известному рельефу предмета (поставленная под углом к лучу плоскость) — структуру линии.

Голографические методы определения рельефа позволяют производить контроль деталей сложной формы, например турбинных лопаток (см. также [235, 236]).

Голографическое исследование фазовых объектов

Много новых возможностей дает голографическая интерферометрия для изучения импульсных и стационарных фазовых неоднородностей — газовых потоков, пламен,

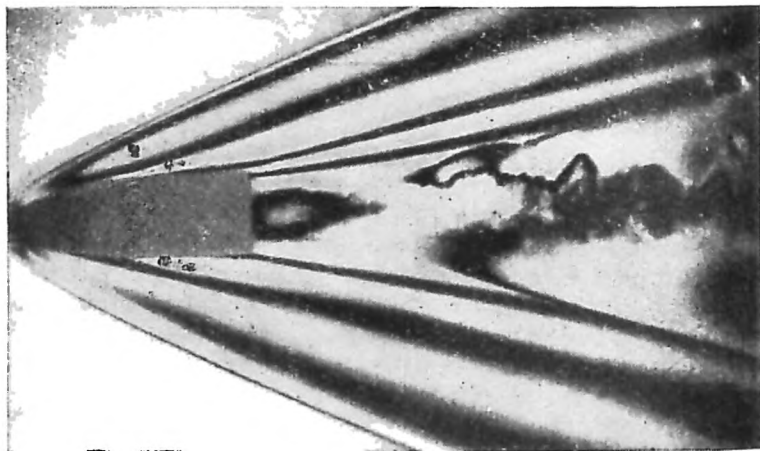


Рис. 94. Голографическая интерферограмма ударной волны от летящей пули [186].

взрывов, ударных волн [54, 63, 186, 237, 238] (рис. 94), плазмы [31, 62, 75, 76, 78, 149—151, 239—245].

Главная из них — получение интерферограммы фазовых неоднородностей, заключенных в сосуды с оптически

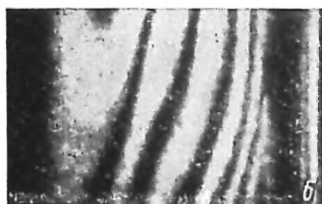


Рис. 95. Голографическая интерферограмма криптоновой лампы сверхвысокого давления [31] (а) и импульсной лампы ИФП-1200 (б, в) [244].

несовершенными стенками (рис. 95). Обычные интерферометрические методы не позволяют проводить такого рода исследования: исследуемый объем должен закрываться плоскопараллельными (по крайней мере с точностью до $\lambda/2$) окнами.

Одна голограмма фазового объекта, полученная с рассеивателем, может охватывать большой телесный угол.

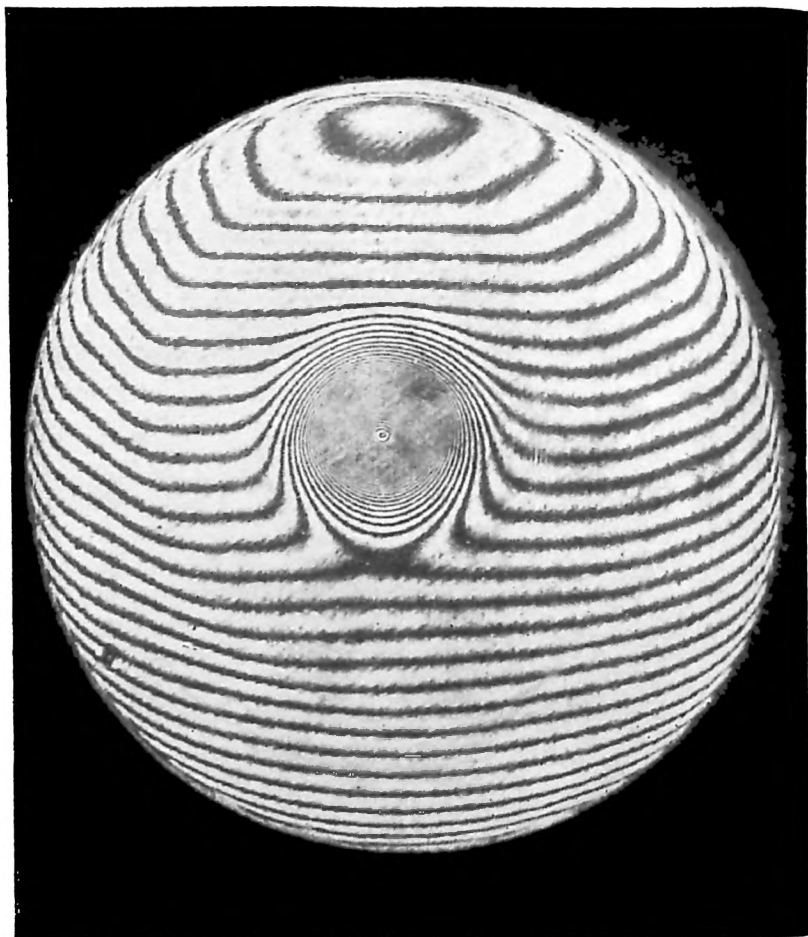


Рис. 96. Голографическая интерферограмма плазмы 6-пинча диаметром 10 см [245].

При восстановлении волнового фронта под разными углами удастся получить сведения о пространственном распределении фазовых неоднородностей, не обладающих осью симметрии [237].

Голографическая интерферометрия в силу своей дифференциальности нетребовательна к качеству оптики, что особенно существенно в газовой динамике и исследовании плазмы при просвечивании больших сечений (рис. 96).

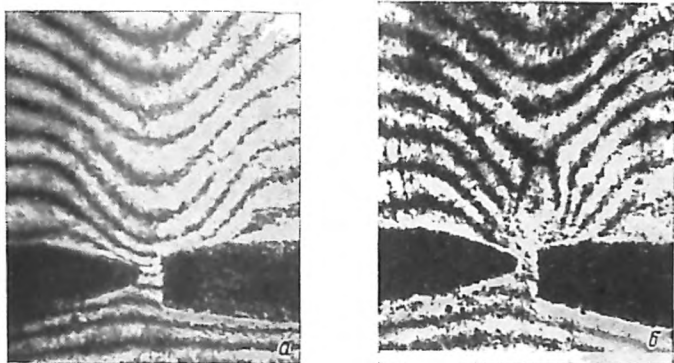


Рис. 97. Голографические интерферограммы плазмы угольной дуги постоянного тока с калиевой пассивкой.

а — $\lambda 6943 \text{ \AA}$, б — $\lambda 7658 \text{ \AA}$ [78].

Одна голограмма позволяет исследовать фазовую неоднородность различными методами: интерференционным, теневым, пирен-методом.

Для увеличения чувствительности методов голографической интерферометрии фазовых объектов предложен ряд методов, из которых упомянем здесь следующие.

а. Использование длины волны излучения, близкой к резонансной линии исследуемого газа [31]. В окрестности линии поглощения (λ_0) рефракция газа ($n-1$) зависит от длины волны по закону $(n-1) \sim 1/(\lambda-\lambda_0)$ и при приближении к линии быстро растет; таким методом можно получить выигрыш в чувствительности в несколько порядков. В работе [78] этот метод был применен для исследования распределения паров калия в плазме (рис. 97). Источником света служил рубиновый лазер с нитробензоловой ячейкой вынужденного комбинационного рассеяния, длина волны которого ($\lambda 7658 \text{ \AA}$) близка к резонансной линии калия ($\lambda 7665 \text{ \AA}$).

Заметим, что, кроме большой чувствительности, этот метод обладает селективностью: интерференционная картина регистрирует распределение практически только одного компонента смеси.

б. Применение многоходовых схем. В работе [246] исследуемая прозрачная оптическая неоднородность помещалась между двумя

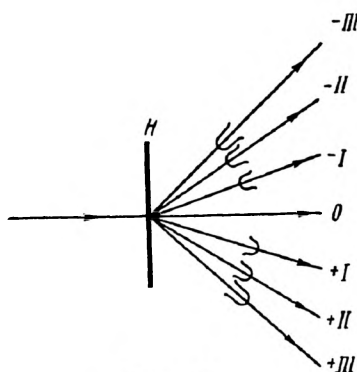


Рис. 98.

Фазовые искажения плоской волны, восстановленной в n -ом порядке, увеличены в n раз.

параллельными полупрозрачными зеркалами. На выходе из этой системы регистрировались световые пучки, прошедшие 1, 3, 5, ... раз через исследуемую неоднородность. Однако с опорным пучком интерферировал только один из этих пучков, поскольку длина когерентности лазера была меньше удвоенного расстояния между зеркалами. В работе [247] аналогичный метод был применен для испытания зеркала интерферометра Фабри—Перо, причем

для отделения пучков, претерпевших разное количество отражений, зеркала устанавливались под малым углом друг к другу. В результате пучки, испытавшие разное число отражений, выходили из системы зеркал под разными углами.

в. Фазовые возмущения, которые вносит исследуемая неоднородность в плоскую волну, можно увеличить, восстанавливая эту волну по голограмме во втором, третьем и т. д. порядках дифракции ([248, 27], рис. 98). Для этого необходимо, чтобы при регистрации голограммы проявились нелинейные свойства фотослоя, что достигается соответствующим подбором экспозиции и соотношения интенсивностей опорного и предметного пучков.

Для еще большего увеличения чувствительности можно воспользоваться тем, что фазовые искажения в восстановленных пучках по разные стороны от пучка нулевого порядка имеют разный знак. В работе [249] чувствительность голографических интерферограмм была, таким образом, увеличена до 14 раз (использовались седьмые порядки дифракции).

Если для получения голограммы одновременно использовать излучение нескольких длин волн, то по одной голограмме можно восстановить раздельно изображения или интерферограммы, соответствующие этим длинам волн.

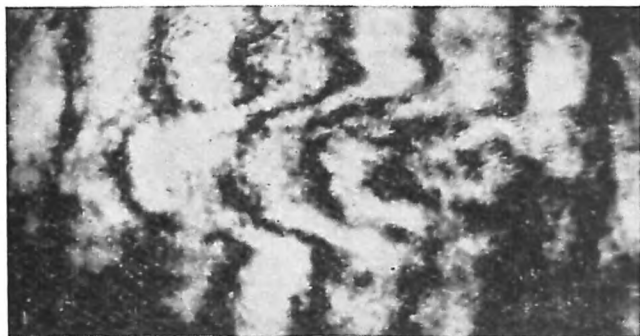
Эта возможность оказалась весьма ценной для голографической диагностики плазмы. Рефракция плазмы определяется как наличием электронов, так и тяжелых частиц (атомов и ионов). В то время как электронная рефракция пропорциональна квадрату длины волны, рефракция тяжелых частиц зависит от длины волны очень слабо. Поэтому для отделения вклада в рефракцию тех и других частиц необходимо получить интерферограмму плазмы в свете по крайней мере двух длин волн.

Этот метод был использован для изучения распределения концентрации электронов в плазме лазерной искры [75] (рис. 99), плазматрона [240], взрывающейся проволоочки [250].

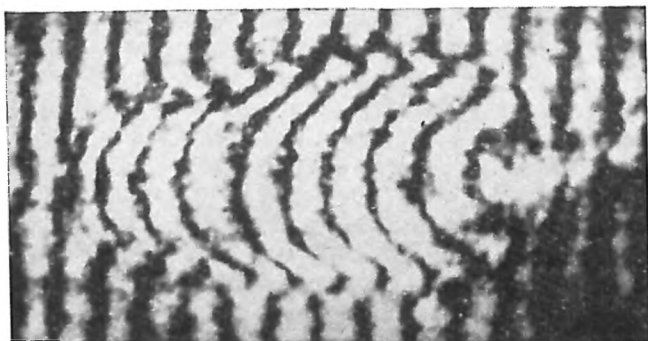
С помощью голографических методов можно заставить проинтерферировать световые волны разной частоты. Разумеется эту возможность не следует понимать буквально. На самом деле интерферируют две волны одинаковой частоты, но обе они являются голографическими копиями исходных волн разной частоты. В работе [251] предложен интерференционный метод, в котором голограмма плазмы образуется в свете двух длин волн, отличающихся ровно в два раза (первая и вторая гармоники излучения рубинового лазера). При восстановлении волнового фронта пучок первого порядка дифракции, соответствующий λ_1 , совпадает с пучком второго порядка, соответствующим λ_2 . Создаваемая этими пучками интерференционная картина определяется только дисперсией показателя преломления исследуемой плазмы. Таким образом, полученная за одну экспозицию двухдлинноволновая голограмма образует интерференционные полосы, которые дают пространственное распределение электронного газа без необходимости учитывать рефракцию тяжелых частиц (см. также [252]).

При получении интерференционных голограмм фазовых неоднородностей интерпретация результатов несколько облегчается, если во время одной из экспозиций немного изменить угол падения на голограмму пучка от объекта. Это достигается введением в пучок тонкого

стеклянного клина [150], что приводит к появлению интерференционных полос, параллельных ребру клина (в отсутствие возмущения от исследуемой фазовой неоднородности). Вид полос, образующихся в результате



$\lambda 6943\text{\AA}$



$\lambda 3472\text{\AA}$

Рис. 99. Интерферограммы лазерной пскры, восстановленные по одной двухдлинноволновой двухэкспозиционной голограмме.

суммарного действия и клина и неоднородности, показан на рис. 97 и 99. Тех же результатов можно добиться, поворачивая клин на малый угол вокруг оптической оси во время одной из экспозиций [31] или изменяя давление газа в полом клине [253].

Для исследования фазовых объектов разработаны голографические трехлучевые [254, 255] и многолучевые [256, 257] интерференционные методы, голографические интерферометры сдвига [258, 259], а также разнообразные способы увеличения и уменьшения чувствительности [260—262].

Голографическая интерферометрия уже применяется для решения самых разнообразных задач — определения скорости роста растений [263], испытания однородности стеклянных блоков [264] и стеклянных волокон в процессе их вытяжки [265], качества плоских и сферических поверхностей [266, 267]. Синтезированная (рассчитанная счетной машиной) голограмма асферической поверхности может служить для контроля близости поверхности к расчетному профилю [268—270].

§ 9. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ И ОПОЗНАВАНИЕ ОБРАЗОВ

В различных областях науки и техники нередко приходится прибегать к выделению определенного сигнала из совокупности сигналов, более или менее отличающихся от него. Такую задачу решают, например, радист, выделяющий излучение одной определенной радиостанции из заполняющих эфир излучений тысяч станций; спектроаналитик, выискивающий в сложном частотном спектре линий анализируемого образца линии, принадлежащие определенному элементу; библиограф, находящий в безбрежном океане книг и статей те, в которых упоминается об интересующей читателя проблеме, или криминалист, сопоставляющий отпечатки пальцев на месте преступления, с имеющимися в картотеке.

Существует общий способ оптимального решения таких задач. Рассмотрим его сначала применительно к задачам, которые решает радист или спектроаналитик. Объединяет эти задачи то, что электромагнитные излучения различных радиостанций, так же как и оптические излучения различных элементов, отличаются спектром своих частот. В каждом радиоприемнике есть элемент, называемый частотным фильтром, который пропускает лишь излучения определенных частот.

В спектральном анализе также иногда используются эти фильтры, но так как изготовить их достаточно узкополосными трудно, то фильтрацию часто осуществляют следующим образом. Сначала исследуемое излучение разлагают в спектр, т. е. направляют световые волны разных частот под разными углами и, следовательно, в разные точки фокальной плоскости. Эта операция обычно производится с помощью спектрографа с призмой или дифракционной решеткой. Затем полученный таким образом спектр сопоставляют со спектрами известных элементов и выискивают в них совпадающие спектральные линии. Для автоматизации этого процесса в фокальной плоскости спектрографа можно установить выходные щели в тех местах, где расположены линии различных элементов, и следить за сигналами фотоумножителей, установленных за этими щелями.

Такой способ обладает тем недостатком, что выделяются не все спектральные линии каждого элемента, а лишь одна. При этом велика вероятность помех: в полюсу спектра, вырезаемую щелью, может попасть линия другого элемента — сигнал, зарегистрированный фотоумножителем, окажется ложным.

Предложен и более совершенный способ фильтрации. В фокальную плоскость спектрографа помещают позитив спектра разыскиваемого элемента, полученный на том же спектрографе [271]. За пластинкой устанавливают светосборник и фотоумножитель, сигнал которого будет теперь определяться степенью корреляции всего анализируемого спектра (а не одной линии) со спектром данного элемента. Эта система представляет собой идеально согласованный фильтр. Влияние помех и случайных совпадений на сигнал в этом случае минимально.

Мы так подробно описали этот процесс потому, что операция фильтрации изображений осуществляется с помощью голограмм совершенно аналогично, с той лишь разницей, что изображение разлагается в спектр пространственных (а не временных) частот, причем разложение (и фильтрация) осуществляется одновременно в двух координатах.

Следует заметить, что основы излагаемых ниже идей заложены немецким оптиком Эрнстом Аббе около ста лет тому назад. Дальнейшее развитие они получили в работах [272—275].

Каждое двумерное изображение может быть разложено в двумерный же спектр пространственных частот. Эта операция соответствует представлению изображения в виде набора синусоидальных дифракционных решеток разных периодов и ориентаций, аналогично тому, как в радиотехнике или спектроскопии при разложении сигнала в спектр его представляют в виде набора синусоидальных колебаний разных частот.

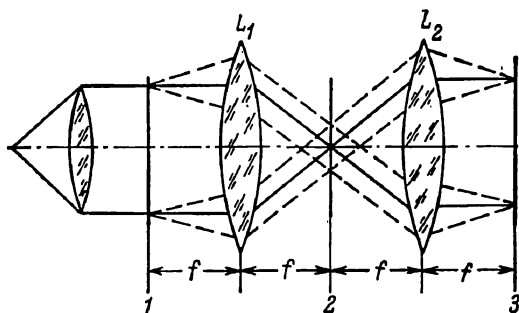


Рис. 100. Получение согласованного фильтра и фильтрация изображений.

Операция разложения изображения транспаранта в спектр по пространственным частотам осуществляется обычно с помощью линзы (левая часть рис. 100). Каждая из синусоидальных решеток, на которые можно разложить изображение, действует независимо. Решетка большей пространственной частоты отклоняет лучи первых порядков на большие углы. Эти лучи фокусируются линзой L_1 в точку, удаленную от центра плоскости 2. Решетки с меньшим периодом создают на плоскости 2 освещенные точки, менее удаленные от центра. Примеры спектров, полученных таким образом, даны на рис. 101 [276]. Мы не будем останавливаться на математической стороне вопроса, упоминая только, что операция, производимая с изображением в такой схеме, называется преобразованием Фурье.

Отметим важные свойства установки на рис. 100. При вращении транспаранта вокруг оптической оси будет вращаться и спектр. Спектр также меняется при изменении масштабов транспаранта: расширяется при его уменьшении и сужается при его увеличении. Поступа-

тельное движение транспаранта в плоскости 1 на спектре не скажется. Пучок нулевого порядка создает в центре плоскости 2 яркую точку, соответствующую постоянному члену в разложении изображения в ряд Фурье.

Теперь рассмотрим весь рис. 100 (включая и его правую часть). Нетрудно видеть, что софокусные линзы L_1

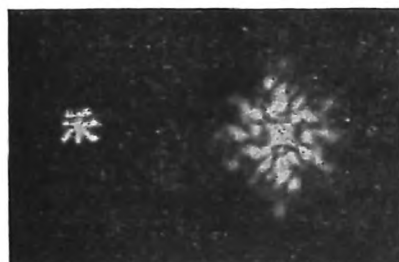
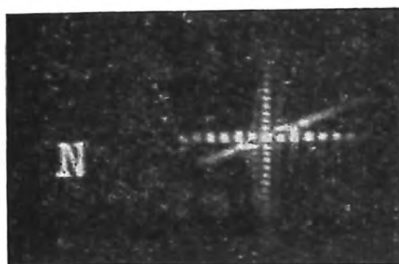


Рис. 101. Пространственные спектры букв.

Слева — буква, справа — ее спектр.

и L_2 построят в плоскости 3 перевернутое изображение транспаранта. Помещая в плоскость 2 различные фильтры или маски, мы можем пропускать для образования изображения те или иные части пространственного спектра объекта. Так осуществляют, например, исправление изображения, ослабляя или выявляя высокие и низкие пространственные частоты [272]. Можно из всего изображения выделить только определенные детали, например из страницы текста только буквы N. Для этого нужно поместить в плоскость 1 (рис. 100) транспарант анализируемой стра-

ницы текста; в плоскости 3 мы увидим его изображение. Если теперь в плоскость 2 ввести фильтр пространственных частот буквы N (рис. 101), то с изображения страницы исчезнут все детали, кроме этой буквы.

Приготовленный специальным образом фильтр, помещенный в эту плоскость, может также улучшить качество изображения, исключив искажения, внесенные ранее аберрациями оптической системы, неоднородностями атмосферы или неблагоприятными условиями съемки (смазывание изображения вследствие перемещения объекта во время экспозиции) [277, 278].

В плоскости 2 образуется фурье-образ транспаранта, помещенного в плоскость 1. Второе преобразование Фурье, производимое линзой L_2 над этим фурье-образом, приводит к появлению в плоскости 3 изображения транспаранта. Однако пропускание транспаранта является сверткой истинного распределения пропускания объекта (f) и аппаратной функции оптической системы, с помощью которой этот транспарант был получен (h):

$$g = f \circledast h. \quad (57)$$

Задача исправления изображения сводится к исключению аппаратной функции, т. е. к нахождению f по зарегистрированному g и известному h .

Поскольку фурье-образ свертки двух функций равен произведению фурье-образов этих функций, в плоскости 2 распределение пропускания будет

$$G = FH, \quad (58)$$

где G , F и H — соответственно фурье-образы функций g , f и h .

Нетрудно видеть, что если ввести в плоскость 2 фильтр, пропускание которого определяется функцией $1/H$, то распределение амплитуды в плоскости 2 будет выражаться функцией F , и в плоскости 3 мы получим фурье-образ этой функции, т. е. исправленную функцию f .

Задача, таким образом, сводится к изготовлению фильтра с амплитудным пропусканием $1/H$. Такой фильтр можно получить в плоскости 2 той же установки, вводя в плоскость 1 транспарант, соответствующий аппаратной функции оптической системы (изображение точки, построенное этой же системой).

Изложенный способ пространственной фильтрации изображения обладает существенным недостатком: фильтр содержит не всю информацию об объекте, по которому он изготовлен, и фазовая информация теряется при записи. Поэтому световой сигнал на выходе системы содержит паразитные компоненты, накладывающиеся на опознаваемые изображения и затрудняющие интерпретацию результатов.

В голографическом способе получения согласованного пространственного фильтра [275] фазовая информация об объекте сохраняется и шумы резко снижаются. Схема получения голографического согласованного фильтра пространственных частот представлена в левой части рис. 102. В плоскости 2 по-прежнему образуется фурье-образ транспаранта, помещенного в плоскость 1, но в результате интерференции с когерентным фоном, создаваемым клином, в плоскости 2 образуется голографическая дифракционная решетка, так называемая фурье-голограмма.

Теперь уже не надо делать позитивную копию с голограммы-фильтра — мы знаем, что это никаких свойств голограммы не изменит.

Поместив в плоскость 1 объект, а в плоскость 2 голографический фильтр какой-либо его части, мы по-прежнему увидим изображение в середине плоскости 3 за счет нулевого порядка — фильтр практически его не исказит, а только несколько ослабит. В изображении первого порядка мы увидим яркие точки опознавания, координаты

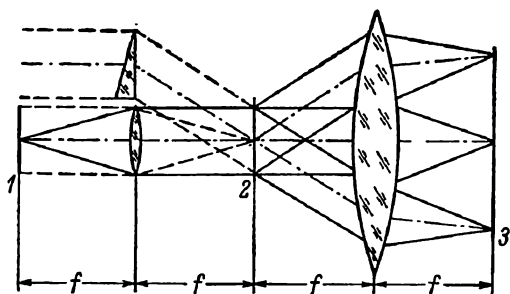


Рис. 102. Получение голографического фильтра и опознавание образов.

которых соответствуют распределению по объекту тех его деталей, с которых снят голографический фильтр.

Изложенный здесь метод опознавания образов тем надежней, чем сложнее объект, который надо опознать. Удовлетворительные результаты получены, например, при опознавании отпечатков пальцев [279, 280, рис. 103], причем даже при сохранении незначительной части отпечатка яркость точки опознавания сохраняется достаточно высокой. На базе устройства, схема которого представлена на рис. 102, уже работают автоматические чтецы, осуществлено выделение предметов определенной формы или направления на аэрофотоснимках, разработаны приборы для обработки геофизических данных и т. д.

Фильтрующие свойства голограммы легко понять, если вспомнить об отмечавшейся ранее обратимости опорной и предметной волн. Если голограмму, полученную при экспонировании пластинки светом от предметов *A* и *B*, осветить затем волной от *A*, то восстановится волна от предмета *B*. Наоборот, если ту же голограмму осветить предметом *B*, восстановится волна, рассеянная *A*. Если

А — точечный источник, то его изображение голограмма создаст лишь в случае, когда освещающий предмет — *В*. Голограмма, таким образом, осуществляет операцию узнавания «своего» предмета [281]. Этот же принцип мо-

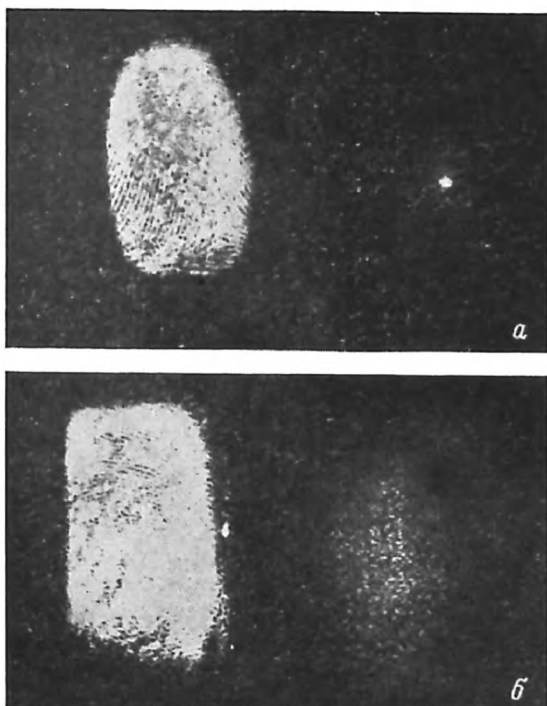


Рис. 103. Изображения на выходе опознающего устройства [280].

а — совпадение предъявленного отпечатка, *б* — несовпадение. Слева — прямое изображение отпечатка пальца, справа — точка опознавания.

жет быть применен для воссоздания целого изображения по его части. Мы уже упоминали, что любая часть объекта может рассматриваться как опорный источник света по отношению ко всем остальным его частям (и к опорному источнику, если он был при получении голограммы). Поэтому при освещении голограммы частью объекта восстаиваются «фантомные» изображения всех недостаю-

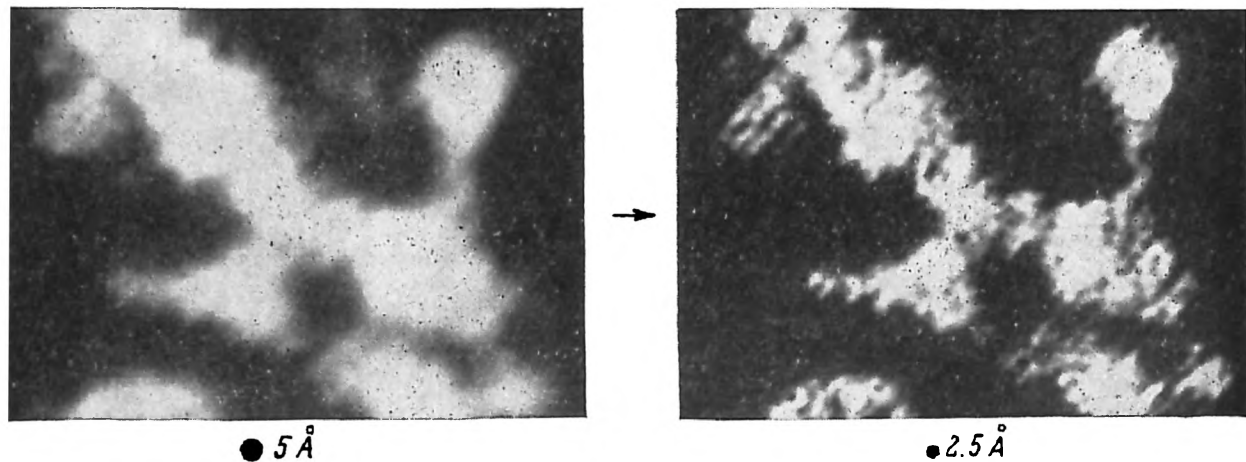


Рис. 104. Голографическое улучшение качества изображения [283].

Слева — исходная электронно-микроскопическая фотография вируса. *Справа* — та же фотография после исключения аппаратной функции. *Кружок внизу* — предел разрешения, достигнутый в обоих случаях.

щих его частей (см., например, [282]). На эти изображения обычно накладывается ореол, обусловленный протяженностью «опорного источника» (см. стр. 24).

Те же принципы лежат в основе голографических методов исправления изображений путем исключения аппаратной функции. Для изготовления голограммы-фильтра в плоскость 1 (рис. 102) помещают транспарант с изображением точки, построенным оптической системой (ее аппаратную функцию). Голограмму по-прежнему регистрируют в плоскости 2 и оставляют после проявления на месте. Затем в плоскость 1 помещают транспарант, подлежащий исправлению, а пучок, служивший опорным при записи голограммы-фильтра, перекрывают. В плоскости 3 образуется исправленное изображение транспаранта. Действие этой системы можно объяснить, рассматривая неискаженный транспарант как совокупность светящихся точек, а изображение, искаженное оптической системой и подлежащее исправлению, — как наложение кружков рассеяния (аппаратных функций) этой оптической системы. Голограмма-фильтр преобразует каждый из таких кружков в точку опознавания, распределение которых соответствует распределению светящихся точек по объекту и тем самым строит исправленное изображение. Рис. 104 иллюстрирует полученные таким образом результаты [283].

§ 10. ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ГОЛОГРАФИИ

Мы здесь ограничимся очень кратким рассмотрением нескольких, с нашей точки зрения, наиболее интересных проблем: применения голографии в спектроскопии, технологии и оплотехнике. За пределами этой книги останутся такие интересные и важные проблемы, как машинная голография, микроскопия, техника связи, хранение информации и др. Читатель, специально интересующийся ими, может найти много полезного материала в книгах Франсона [284], Колье, Бёркхарда и Лина [25], материалах Всесоюзных школ по голографии [285, 287] и трудах международных конференций [204, 205].

Спектроскопия

Представим себе интерферометр Майкельсона, освещенный источником света, спектр которого мы хотим исследовать. Наклонив на небольшой угол φ одно из непро-

зрачных зеркал, мы получим интерференционную картину, состоящую из прямолинейных полос, ориентированных параллельно оси поворота зеркала так, что их период окажется равным

$$a = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}. \quad (59)$$

Как видно из этого выражения, пространственная частота полос различна для разных длин волн: если спектр источника содержит несколько спектральных линий, то каждая из них создаст картину со своей пространственной частотой. Фотографируя эту картину, мы получим дифракционную решетку, состоящую из нескольких (соответственно числу линий в спектре) решеток разной частоты, некогерентно наложенных одна на другую. Используя полученную сложную дифракционную решетку как диспергирующий элемент в обычной схеме спектрального прибора и осветив ее монохроматическим светом с длиной волны λ_0 , мы в первом порядке дифракции будем иметь в соответствии с выражениями (25) и (59) на каждой из «простых» решеток

$$\sin \beta = \frac{\lambda_0}{a} - \sin \alpha = 2 \frac{\lambda_0}{\lambda} \sin \varphi - \sin \alpha. \quad (60)$$

Как следует из уравнения (60), решетка, полученная в свете линии с большей длиной волны, отклоняет свет на меньший угол. Если решетки действуют независимо, то в фокальной плоскости спектрографа мы увидим спектр исходного источника. Упрощенно изложенный здесь метод является голографической разновидностью фурье-спектроскопии [288]: 1-й этап — получение фурье-интерферограммы, 2-й — восстановление спектра источника.

В обычной фурье-спектроскопии (см., например, [289]) первый этап осуществляют также с помощью интерферометра, регистрируя последовательно интерференционные полосы при движении зеркала; на втором этапе, как правило, применяют электронные счетные машины.

Голографическая фурье-спектроскопия делает только первые шаги и пока еще не достигла уровня обычных неголографических методов. Однако перспективы ее развития и усовершенствования делают дальнейшие исследования в этой области весьма желательными.

Краткий обзор литературы по голографической фурье-спектроскопии приведен в работе [290] (см. также [291—295]).

Применение голографии в технологии и оплотехнике

В ряде технологических процессов можно использовать образуемые голограммами действительные изображения. При просвечивании голограмм мощным лазером можно наносить на обрабатываемые поверхности сложные узоры. В частности, голограммы уже применялись для бесконтактного нанесения микроэлектронных схем [296—298]. Основные преимущества голографических методов перед обычными — контактными или проекционными — достижение практически безаберрационного изображения на большом поле. Предел разрешения голограммы определяется по формуле (37) и может достигать долей длины световой волны. На изображение практически не влияют пылинки, осевшие на голограмму, царапины и другие дефекты, в то время как для контактных или проекционных фотошаблонов это приводит к браку.

Другое применение голограммы в технологии — использование ее в качестве линзы. Фокусирующие свойства зонных решеток известны давно. Однако применение решеток ограничивалось трудностями их изготовления. Голографические зонные решетки — голограммы точечного источника — просты в изготовлении и несомненно будут полезны в лазерной технологии. Например, с помощью голографических линз получали отверстия диаметром до 14 мкм в танталовой пленке, нанесенной на стекло [299]. Еще больший эффект в этой области может дать голограмма нескольких точечных отверстий: она может служить множительным объективом [297, 300] (рис. 105). По сравнению с обычными растрами такая голограмма имеет то преимущество, что образует все изображения без параллакса, с одной точки зрения. Апертура каждой зонной решетки, составляющей такую голограмму, определяется полным размером всей голограммы. Не следует, однако, забывать о сильном хроматизме зонных решеток — их можно применять только в монохроматическом свете.

В некоторых случаях как раз и используется сильный хроматизм голограмм. Например, компенсация хроматической aberrации линзовой оптики основана на том, что хроматические aberrации линзы и зонной решетки противоположны по знаку. Хроматизм голограмм исполь-

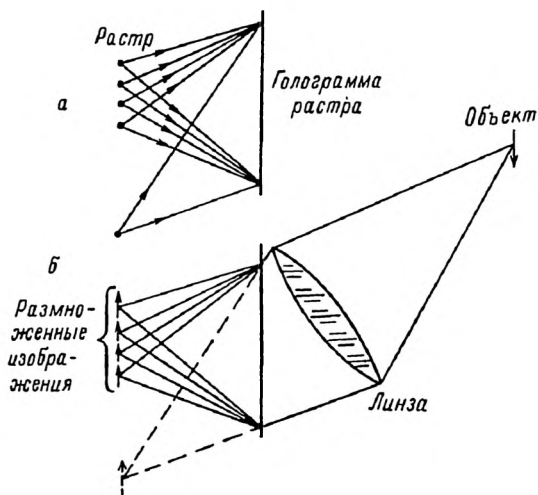
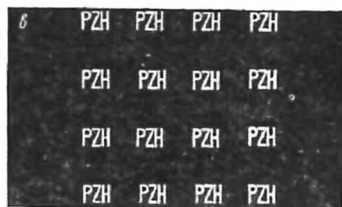


Рис. 105. Схемы получения голограммы-мультипликатора (а) и размножения изображений (б); размноженное изображение (в), полученное по этой схеме [300].



зуется при изготовлении дифракционных решеток [7, 301—303] (рис. 106). Как мы уже видели, эффективность голограмм, особенно фазовых и отражательных, может быть очень велика. Голографические решетки совсем не дают «духов», так как в принципе не имеют ошибок изготовления, свойственных обычным решеткам, нарезанным на делительной машине. Поэтому голографические решетки, по-видимому, со временем вытеснят нарезанные машиной. (Такие решетки уже производятся французской фирмой «Jobin—Yvon» [302]). При изготовлении голо-

графической решетки ей можно придавать любые фокусирующие свойства, например получать плоские голограммы, аналогичные по своему действию вогнутой решетке, но лишенные астигматизма, присущего последней. Отражательные решетки с синусоидальным профилем штрихов не дают спектров выше первого порядка. Это

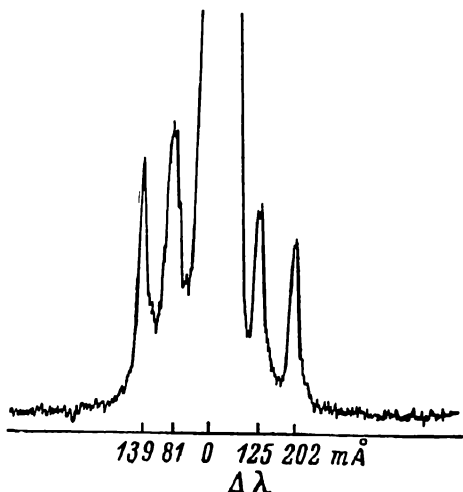


Рис. 106. Контур изотопической тонкой структуры линии ртути (λ 4358 Å), зарегистрированный голографической решеткой (90×60 мм, 840 штр./мм) [301].

свойство окажется весьма ценным для применения в вакуумной ультрафиолетовой области спектра, где отсутствуют способы разделения налагающихся спектральных порядков. В принципе, однако, можно формировать голографические решетки с любым распределением эффективности по дифракционным порядкам. Остроумный метод, предложенный для этой цели Брингдалом [304], заключается в том, что первичная голографическая решетка устанавливается в плоскость 1 схемы пространственной фильтрации (см. рис. 100). Вторичная решетка с исправленной формой штрихов фотографируется в плоскости 3. В плоскость 2 вводятся фильтры, выделяющие пучки нужных порядков дифракции и устанавливающие желаемое соотношение интенсивностей между ними.

Другое интересное применение голографических методов — получение оптических элементов, по своим свойствам аналогичных волоконнооптическим [305]. Для этого в толстом слое светочувствительного материала (полиметилметакрилат) экспонируются две скрещенные под углом 90° системы узлов и пучностей (по схеме, аналогичной рис. 64, а). Образующиеся в слое градиенты пока-

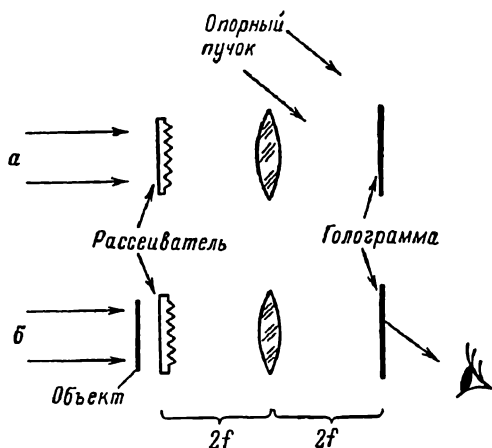


Рис. 107. Схема наблюдения объекта через рассеиватель.

а — получение голограммы рассеивателя, б — наблюдение объекта.

зателя преломления ведут себя подобно регулярно уложенным оптическим волокнам.

Голографические элементы используются также и в лазерной технике. Введенные в лазерный резонатор голографические решетки служат прекрасными селекторами длин волн излучения лазеров на красителях [306]. Голограмма может быть использована в качестве амплитудно-фазового корректирующего элемента, преобразующего сложный волновой фронт, генерируемый многомодовым лазером в плоскую волну [307]. Особенно эффективным, по-видимому, может быть такое преобразование при помещении динамической голограммы в резонатор.

Следует особо остановиться на голографических методах коррекции изображений. Один из них, основанный на исключении аппаратной функции с помощью фильтра,

помещенного в фурье-плоскость, мы уже рассматривали. В другом методе используется сопряженная волна, образующая действительное изображение объекта [308, 309]. При совмещении действительного изображения искажающего элемента с самим этим элементом происходит восстановление первоначальной формы световой волны и по-

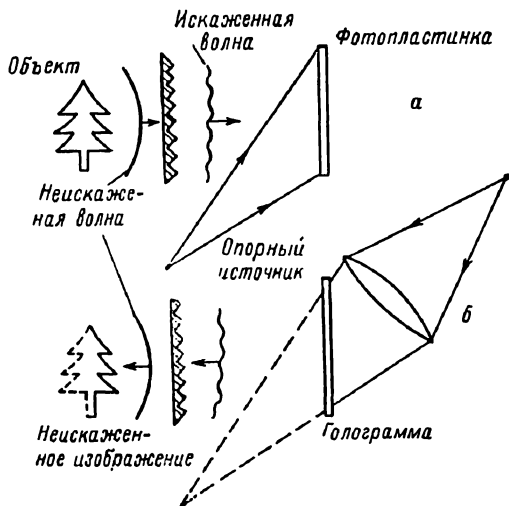


Рис. 108. Схема голографической компенсации искажений.

а — получение голограммы объекта и искажающей среды, *б* — получение неискаженного действительного изображения.

лучение неискаженного изображения объекта. Искажающим элементом может быть линза или даже рассеиватель типа матового стекла. Одна из возможных схем для исправления изображений и видения через рассеиватель приведена на рис. 107. Первый этап — получение голограммы рассеивателя, который сфокусирован на голограмму. Вторым — наблюдение через эту голограмму неискаженного изображения транспаранта, находящегося за рассеивателем. Действие такой схемы нетрудно объяснить, исходя из принципа взаимности опорной и предметной волн. Если осветить голограмму, образованную в схеме рис. 107, *а*, предметной волной (плоской волной, искаженной рассеивателем и линзой), то восстановится опорная плоская

волна. Если же предметную волну дополнительно исказить объектом, поставленным за рассеивателем, то и в восстановленную плоскую волну будут внесены такие же искажения и наблюдатель увидит объект. В другом варианте того же метода (рис. 108) регистрируется голограмма волны от объекта, прошедшей через искажающую среду [309] (см. также [310—312]).

Однако эти методы исправления изображений непригодны, если искажающий элемент нестационарен, напри-

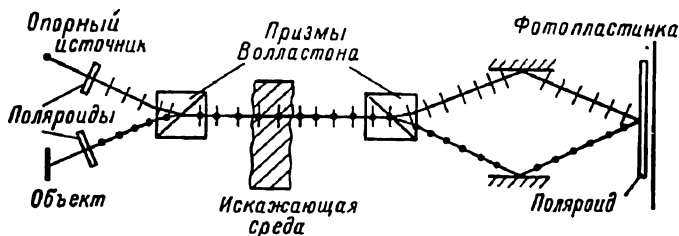


Рис. 109. Схема компенсации искажений при прохождении опорной и предметной волн по одному и тому же пути [315]

мер в случае необходимости исключения искажений, вызванных турбулентностью атмосферы. Для этого случая разработаны методы, в которых и опорный и предметный пучки искажаются в равной степени, так как их пропускают практически по одному и тому же пути [313—315]. Одна из возможных схем для этого представлена на рис. 109.

В работе [316] предложен принципиально иной способ, основанный на осреднении волновых фронтов методами голографии. Фотографические методы усреднения не могут исключить случайных знакопеременных фазовых искажений, вносимых неоднородной и нестационарной средой, поскольку они усредняют существенно положительную интенсивность. Голографические методы регистрируют амплитуду и фазу, и нестационарные случайные искажения при усреднении должны ослабляться, являя полезный стационарный сигнал.

ПОСЛЕСЛОВИЕ



Цель настоящей книги — объяснить только основные идеи, принципы и применение голографии. В настоящее время на русском языке издано большое число книг, в которых читатель сможет найти достаточно материала, чтобы углубить свои познания в этой области.

Математический аппарат и теория голографии изложены в книгах [17, 25, 26, 317—319]. Экспериментальная техника и применение оптической голографии — в книгах [25, 320], подготавливаемых к переводу на русский язык издательством «Мир». Труды ежегодных Всесоюзных школ по голографии также содержат разнообразные материалы по голографии и ее применению [285—287]. Еще отметим прекрасную книгу Кимле и Рёсса [38].

Приведенный нами список литературы содержит лишь около 5% всех работ по голографии, опубликованных к настоящему времени. Мы ограничились лишь теми из них, которые в той или иной мере были использованы при написании книги.

Автор глубоко благодарен Ю. Н. Денисюку и В. Н. Синцову, которые прочли рукопись и сделали ряд замечаний, содействовавших улучшению книги.

1. G a b o r D., Nature, 6, 777, 1948.
2. G a b o r D., Proc. Roy. Soc. (London), A 197, 454, 1949.
Перевод см. стр. 218 в [17].
3. G a b o r D., Proc. Phys. Soc., B 64, 449, 1951. Перевод см.
стр. 270 в [17].
4. An Interview with «The Father of Holography». In: Optical
Spectra, Oct., 1970, p. 32.
5. L e i t h E., U p a t n i e k s J., JOSA, 53, 1377, 1963; 54,
1295, 1964.
6. L e i t h E., U p a t n i e k s J., JOSA, 51, 1469, 1961; 52,
1123, 1962.
7. Д е н и с ю к Ю. Н., ДАН СССР, 144, 1275, 1962.
8. Д е н и с ю к Ю. Н., Опт. и спектр., 15, 522, 1963.
9. Д е н и с ю к Ю. Н., Опт. и спектр., 18, 275, 1965.
10. Д е н и с ю к Ю. Н., Журн. научн. и прикл. фотогр. и кинема-
тогр., 11, 46, 1966.
11. Д е н и с ю к Ю. Н., Природа, № 2, 2, 1971.
12. М а й к е л ь с о н А. А. Исследования по оптике. Гос. изд.,
М.—Л., 1922.
13. Р ы т о в С. М. Физические основы голографии. — В кн.:
Материалы I Всесоюзной школы по голографии, Л., 1971,
с. 21.
14. Л а н д с б е р г Г. С. Оптика. М., Гостехиздат, 1957.
15. Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970.
16. Ф р а н с о н М., С л а н с к и й С. Когерентность в оптике.
М., «Наука», 1970.
17. С т р о у к Дж. Введение в когерентную оптику и голографию.
М., «Мир», 1967.
18. К о н с т а н т и н о в Б. П., З а й д е л ь А. Н., К о н -
с т а н т и н о в В. Б., О с т р о в с к и й Ю. И., ЖТФ,
36, 1718, 1966.
19. О с т р о в с к и й Ю. И. Голография. Изд. Лен. Дома научно-
техн. пропаганды, 1968.
20. S t r o k e G. W. Appl. Phys. Lett., 6, 201, 1965.
21. W i n t h r o p J., W o r t h i n g t o n C., Phys. Lett., 15,
124, 1965.
22. M e i e r R. W., JOSA, 56, 219, 1966.

23. Friesem A. A., Zelenka J. S., Appl. Opt., 6, 1755, 1967.
24. Bryngdahl O., Lohmann A., JOSA, 58, 1325, 1968.
25. Collier R., Burckhardt C., Lin L. Optical Holography. N. Y.—L., 1971.
26. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
27. Островская Г. В. Нелинейные эффекты в голографии. — В кн.: Материалы IV Всесоюзной школы по голографии. Л., 1973.
28. Kozma A., Jull G. W., Hill K. O., Appl. Opt., 9, 721, 1970.
29. Денисюк Ю. Н., Семенов Г. Б., Савостьяненко Н. А., Опт. и спектр., 29, 994, 1970.
30. Славицкая В. Н., Опт. и спектр., 34, 985, 1971.
31. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., ЖТФ, 38, 1405, 1968.
32. Burck J. M., Gates J. W., Hall R. G. N., Tanner L. H., Nature, 212, 1347, 1966.
33. Gates J. W. C., J. of Sci. Instr., 1, 989, 1968.
34. Vandewarker R., Snow K., Appl. Phys. Lett., 10, 35, 1967.
35. Stetson K. A., Appl. Phys. Lett., 11, 225, 1967.
36. Островский Ю. И. Голография. Л., «Наука», 1970.
37. Hsu T. R., Moeyer R. G., Appl. Opt., 10, 669, 1971.
38. Kiemle H., Röss D., Einführung in die Technik der Holographie. Frankfurt/M, 1969.
39. Nishida N., Appl. Opt., 7, 1862, 1968.
40. Аристов В. В., Броуде В. Л., Ковальский Л. В., Полянский В. К., Тимофеев В. Б., Шехтман В. Ш., ДАН СССР, 177, 65, 1967.
41. Brown R. M., Appl. Opt., 9, 1726, 1970.
42. Lin L. H., Beauchamp H. L., Rev. Sci. Instr., 41, 1438, 1970.
43. Каталог цветного стекла. Сост. Т. И. Вейнберг. М., 1967.
44. Hamasaki J., Appl. Opt., 7, 1613, 1968.
45. Neumann D., Rose H., Appl. Opt., 6, 1097, 1967.
46. Cathey W. T. Jr. US. pat., N 3, 415, 587, Dec. 1965.
47. Caulfield H. J., Harris J. L., Hemstreet H. W. Jr., Cobb J. C., Proc. IEEE, 55, 1758, 1967.
48. Caulfield H. J., Appl. Phys. Lett., 16, 234, 1970.
49. Palais J. C., Appl. Opt., 9, 709, 1970.
50. Volstad J. O., Appl. Opt., 6, 170, 1967.
51. Бутусов М. М., Туркевич Ю. Г. Журн. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 16, 303, 1971.
52. Casler D. H., Pruett H. D., Appl. Phys. Lett., 10, 341, 1967.
53. Гусев О. Б., Константинов В. Б., ЖТФ, 39, 354, 1969.
54. Vest C. M., Sweeney D. W., Appl. Opt., 9, 2321, 1970.
55. Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М. Оптические квантовые генераторы. М., «Сов. радио», 1968.
56. Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники. М., 1972.

57. Микаелян А. Л., Тер-Микаелян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. М., «Сов. радио», 1967.
58. Хирд Г. Измерение лазерных параметров. М., «Мир», 1970.
59. Аллен Л., Джонс Д. Основы физики газовых лазеров. М., «Наука», 1970.
60. Abramson N. In: The Engineering Uses of Holography. Cambridge, 1970, p. 45—55.
61. Melroy D. O., Appl. Opt., 6, 2005, 1967.
62. Ashcheulov Yu. V., Dymnikov A. D., Ostrovsky Yu. I., Zaidel A. N., Phys. Lett., 25A, 61, 1967.
63. Brooks R. E., Heflinger R., Wuerker J. G. IEEE J. Quant. Electr. QE-2, 275, 1966.
64. Javan A., Bennet W., Herriot D., Phys. Rev. Lett., 6, 106, 1961.
65. Назарова Л. Г., Опт. и спектр., 29, 757, 1970.
66. Young M., Drexler P., Opt. Comm., 2, 253, 1970.
67. Герке Р. Р., Денисюк Ю. Н., Локшин В. И., ОМП, № 7, 22, 1958.
68. Janossy M., Csillag L., Kantor K., Phys. Lett., 18, 124, 1965.
69. Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Шедова Е. Н., Опт. и спектр., 32, 367, 1972.
70. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г., Опт. и спектр., 26, 413, 1969.
71. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н., Опт. и спектр., 28, 323, 1970.
72. Герке Р. Р., Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И., ОМП, № 7, 19, 1971.
73. Aleksoff C. C., JOSA, 61, 1426, 1971.
74. Brooks R., Heflinger R., Wuerker J., Appl. Phys. Lett., 12, 302, 1968.
75. Komissarova I. I., Ostrovskaya G. V., Shapiro L. L., Zaidel A. N., Phys. Lett., 29A, 262, 1969.
76. Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л., ЖТФ, 40, 1072, 1970.
77. Gates J. W., Hall R. G., Ross I. N., J. Sci. Instr., 3, 89, 1970.
78. Dreiden G. V., Ostrovsky Yu. I., Shedova E. N., Zaidel A. N., Opt. Comm., 4, 209, 1971.
79. Minami M., Unno Y., Mizobuchi Y., Appl. Opt., 10, 1629, 1971.
80. Schmidt W., Fercher A. F., Opt. Comm., 3, 363, 1971.
81. Worthington C., JOSA, 56, 1397, 1966.
82. Leith E., Upatnieks J., JOSA, 57, 975, 1967.
83. Lohmann A., JOSA, 55, 1555, 1965.
84. Stroke G., Restrick R., Appl. Phys. Lett., 7, 229, 1965.
85. Froehly C., Pasteur J., Rev. opt., 46, 241, 1967.
86. Рукман Г. И., Филенко Ю. И., Письма ЖЭТФ, 8, 538, 1968.

87. Friesem A., Fedorowicz R., Appl. Opt., 6, 529, 1967.
88. Lin L., Lo Bianco C., Appl. Opt., 6, 1255, 1967.
89. Raques H., Proc. IEEE, 54, 1195, 1966.
90. Клименко И. С., Скроцкий Г. В., УФН, 109, 269, 1973.
91. Денисюк Ю. Н., Суханов В. И., Опт. и спектр., 25, 308, 1968.
92. Lin L. H., Appl. Opt., 6, 2004, 1967.
93. Brumm D., Appl. Opt., 5, 1946, 1966.
94. Brumm D., Appl. Opt., 6, 588, 1967.
95. Бейпарович Л. Н., Ларионов Н. П., Лукин А. В., Мустафин К. С., Опт. и спектр., 30, 345, 1971.
96. Вагин Л. Н., Ванин В. А., Назарова Л. Г. Свойства фотопластинок для голографии. — Труды I Всесоюзной конф. по голографии. Тбилиси, 1972.
97. Константинов В. Б., Маурер И. А. Исследование ЧКХ фотоматериалов. — Труды I Всесоюзной конф. по голографии. Тбилиси, 1972.
98. Кириллов Н. И., Васильева Н. В., Зеликман В. Л., Журн. науч. и прикл. фотогр. и кинематогр., 15, 441, 1970.
99. Денисюк Ю. Н., Протас И. Р., Опт. и спектр., 14, 721, 1963.
100. Stroke G., Funkhouser A., Leonard C., Indebetouw G., Zech R., JOSA, 57, 120, 1967.
101. Brooks R., Appl. Opt., 6, 1418, 1967.
102. Андреева О. В., Суханов В. И., Опт. и спектр., 30, 786, 1971.
103. Royer H., Compt. Rend., 261, 5024, 1965.
104. Зайдель А. Н., Константинов В. Б., Островский Ю. И., Журн. науч. и прикл. фотогр. и кинематогр., 11, 381, 1966.
105. Островский Ю. И. Авт. свид. № 199659, 1966. — Бюлл. изобр., № 15, 1967.
106. Островский Ю. И. Авт. свид. № 212751, 1967. — Бюлл. изобр., № 9, 1968. Авт. свид. № 207018, 1967. — Бюлл. изобр., № 1, 1968.
107. Константинов В. Б. В кн.: Использование ОКГ в современной технике и медицине. Ч. 2 и 3. Изд. Ленингр. Дома научно-техн. пропаганды, 1971, стр. 59.
108. Стаселько Д. И., Смирнов А. Г., Журн. науч. и прикл. фотогр. и кинематогр., 15, 66, 1970.
109. Cathey W. T., JOSA, 55, 457, 1965.
110. Russo V., Sottini S., Appl. Opt., 7, 202, 1968.
111. Sheridan N. K., Appl. Phys. Lett., 12, 316, 1968.
112. Kogelnik H., Microwaves, 6, 68, 1967.
113. Armistead W., Stookey S., Science, 144, 150, 1964.
114. Савостьянова М. В., ОМП, № 4, 9, 1966; № 5, 31, 1966.
115. Kirk J., Appl. Opt., 5, 1684, 1966.
116. Powell R., Немные J., JOSA, 56, 23, 1966.

117. Микаэлян А. Л., Бобринев В. И., Аксенчиков А. П., Шатун В. В., Гулянян Э. Х., ДАН СССР, 181, 1105, 1968.
118. Lo D. C., Manikowski D. M., Hanson M. M., Appl. Opt., 10, 978, 1971.
119. Hill K. O., Appl. Opt., 10, 1695, 1971.
120. Shankoff T. A., Appl. Opt., 8, 2282, 1969.
121. Gerritsen H. J., Appl. Phys. Lett., 10, 239, 1967.
122. Степанов Б. И., Ивакин Е. В., Рубанов А. С., ДАН СССР, 196, 567, 1971.
123. Urbach J. C., Meier R. W., Appl. Opt., 5, 666, 1966.
124. Lin L. H., Beauchamp H. L., Appl. Opt., 9, 2088, 1970.
125. Bosomworth D. R., Gerritsen H. J., Appl. Opt., 7, 95, 1968.
126. Lanzl F., Röder U., Waidelich W., Appl. Phys. Lett., 18, 56, 1971.
127. Арпстов В. В., Лисенко В. Г., Тимофеев В. Б., Шехтман В. Ш., ДАН СССР, 183, 1039, 1968.
128. Арпстов В. В., Шехтман В. Ш., УФН, 104, 51, 1971.
129. Климов Л. М., Померанцев Н. М., Фабриков В. А., Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 386, 1967.
130. Mezrich R. C., Appl. Opt., 9, 2275, 1970.
131. Kiemle H., Wolff U., Opt. Comm., 3, 26, 1971.
132. Sakusabe T., Kobayashi S., Jap. J. Appl. Phys., 10, 758, 1971.
133. Jenney J. A., JOSA, 60, 1155, 1970; 61, 1116, 1971.
134. Gerritsen H. J., Hannan W. J., Ramberg E. G., Appl. Opt., 7, 11, 1968.
135. Beesley M. J., Castledine J. G., Appl. Opt., 9, 2720, 1970.
136. Woerdman J. P., Opt. Comm., 2, 212, 1970.
137. Комар А. П., Стабников М. В., Турухано Б. Г., Опт. и спектр., 23, 827, 1967.
138. Hashiue M., Opt. Comm., 3, 53, 1971.
139. Shankoff T. A., Appl. Opt., 7, 2101, 1968.
140. Lin L. H., Appl. Opt., 8, 963, 1969.
141. Brandes R. G., Francois E. E., Shankoff T. A., Appl. Opt., 8, 2346, 1969.
142. Curran R. K., Shankoff T. A., Appl. Opt., 9, 1651, 1970.
143. Meyerhofer D., Appl. Opt., 10, 416, 1971.
144. Pennington K. S., Harper T. S., Laming F. P., Appl. Phys. Lett., 18, 80, 1971.
145. Сянцов В. Н., Журн. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 15, 298, 1970.
146. Сянцов В. Н. Способы регистрации голограмм в инфракрасной части спектра. — В кн.: Материалы II Всесоюзной школы по голографии. Л., 1971.
147. Константинов Б. П., УФН, 100, 185, 1970.
148. Gabor D., Proc. R. Instr. Gt. Br., 43, N 200, 1969,

149. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., Челидзе Т. Я., ЖТФ, 36, 2208, 1966.
150. Kakos A., Ostrovskaya G., Ostrovsky Yu., Zaidel A., Phys. Lett., 23, 81, 1966.
151. Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л., ЖТФ, 38, 1369, 1968.
152. Островский Ю. И. Авт. свид. № 179188, 1963. — Бюлл. изобр., № 4, 1966; Опт. и спектр., 21, 620, 1966.
153. Leith E., Upatnieks J., Kozma A., Massey N., J. Soc. Motion Pict. and Telev. Engrs., 75, 323, 1966.
154. De Bitetto D. J., Appl. Phys. Lett., 12, 176, 1968.
155. De Bitetto D. J., Appl. Phys. Lett., 12, 295, 1968.
156. Lin L. H., Appl. Opt., 7, 545, 1968.
157. Гуревич С. Б., Гаврилов Г. А., Константинов А. Б., Константинов В. Б., Островский Ю. И., Черных Д. Ф., ЖТФ, 38, 513, 1968.
158. Константинов Б. П., Гуревич С. Б., Гаврилов Г. А., Колесников А. А., Константинов В. Б., Константинов А. Б., Ризкина А. А., Черных Д. Ф., ЖТФ, 39, 347, 1969.
159. Туруханов Б. Г., ЖТФ, 40, 181, 1970.
160. Welford W. T., Appl. Opt., 5, 872, 1966.
161. Стаселько Д. И., Косниковский В. А., Опт. и спектр., 33, 365, 1973.
162. King M. C., Appl. Opt., 7, 1641, 1968.
163. Siebert L. D., Proc. IEEE, 56, 1242, 1968.
164. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г., Журн. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 15, 147, 1970.
165. McClung F. J., Jacobson A. D., Close D. H., Appl. Opt., 9, 103, 1970.
166. Ansley D. A., Appl. Opt., 9, N 4, 1970.
167. Aoki Y., Appl. Opt., 7, 1402, 1968.
168. Metherell A. F., Spinak S., Appl. Phys. Lett., 13, 22, 1968.
169. Metherell A. F., El Sum H. M. A., Appl. Phys. Lett., 11, 20, 1967.
170. Денисюк Ю. Н., Пархоменко М. М., Опт. и спектр., 26, 775, 1968.
171. Greguss P. Forschungsfilm, 5, 330, 1965.
172. Mueller R., Sheridan N., Appl. Phys. Lett., 9, 328, 1966.
173. Young J., Wolf J., Appl. Phys. Lett., 11, 294, 1967.
174. Korpel A., Appl. Phys. Lett., 9, 425, 1966.
175. Landry J., Powers J., Wade G., Appl. Phys. Lett., 15, 186, 1969.
176. Acoustical Holography. Plenum Press. N. Y., 1, 1969; 2, 1970; 3, 1971.
177. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П., ДАН СССР, 171, 1309, 1966.
178. Dooley R., Proc. IEEE, 53, 1733, 1965.
179. Aoki Y., Appl. Opt., 6, 1943, 1967.

180. Gregoris L. G., Iizuka K., Proc. IEEE, 58, 791, 1970.
181. Iizuka K., Appl. Phys. Lett., 17, 99, 1970.
182. Catrona L. J., Leith E. N., Porcello L. J., Vivian W. E., Proc. IEEE, 54, 1026, 1966.
183. Kock W. E. Radar and Microwave Application of Holography. — In: Application of Holography. Plenum Press., N. Y.—L., 1971, p. 323—355.
184. Leith E. N., Proc. IEEE, 59, 1305, 1971.
185. Бахрах Л. Д., Соболев Г. А. Оптическая обработка информации. — В кн.: Материалы I Всесоюзной школы по голографии. Л., 1971, стр. 322—341.
186. Hefflinger L., Wuerker R., Brooks R., Appl. Phys. Lett., 7, 248, 1965; J. Appl. Phys., 37, 642, 1966.
187. Burch J. M., Prod. Eng., 44, 431, 1965.
188. Norman M. H., JOSA, 55, 615, 1965.
189. Collier R. T., Doherty E. T., Pennington K. S., Appl. Phys. Lett., 7, 223, 1965.
190. Powell R. L., Stetson K. A., JOSA, 55, 1593, 1965.
191. Haines K. A., Hildebrand B. P., Phys. Lett., 19, 10, 1965.
192. Stroke G. W., Labeyrie A. E., Appl. Phys. Lett., 8, 42, 1966.
193. Archbold E., Burch J. M., Ennos A. E., J. Sci. Instr., 44, 489, 1967.
194. Ashton R. A., Slovin D., Gerritsen H. T., Appl. Opt., 10, 440, 1971.
195. Гурари М. Л., Магомедов А. А., Никашин В. А., Рукман Г. И., Сахаров В. К., Степанов Б. М., ДАН СССР, 201, 50, 1971.
196. Haines K. A., Hildebrand B. P., Appl. Opt., 5, 595, 1966.
197. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М., ЖТФ, 37, 360, 1967.
198. Листовец В. С., Островский Ю. И. Тезисы докл. на конф. по автоматизации научн. иссл. Новосибирск, 1972, стр. 81—83.
199. Sollid J. E., Appl. Opt., 8, 1587, 1969.
200. Sollid J. E., Opt. Comm., 2, 282, 1970.
201. Molin N. E., Stetson K. A., Ark. Fys., 31, 3, 1970.
202. Waller S., Ark. Fys., 40, 299, 1969.
203. Abramson N. H., Appl. Opt., 8, 1235, 1969; 9, 97, 2311, 1970.
204. The Engineering Uses of Holography. Ed. E. R. Robertson and J. M. Harvey. Cambridge, 1970.
205. Applications of Holography. Proc. of the International Symposium. Besançon, 1971.
206. McFee R. H., Appl. Opt., 9, 1834, 1970.
207. Wardle M. W., Gerritsen H. J., Appl. Opt., 9, 2093, 1970.
208. Laser Focus, Feb., 1969, p. 16.
209. Wilson A. D., Appl. Opt., 9, 2093, 1970.
210. Hockley B. S., Butters J. N., J. of Phot. Sc., 18, 16, 1970.

211. Васильев А. М., Гик Л. Д., Козачок А. Г., Некурящев В. Н., Нестерихин Ю. Е., Солодкин Ю. Н., *Автометрия*, № 1, 57, 1971.
212. Tsuruta T., Itoh Y., *Appl. Phys. Lett.*, 17, 85, 1970.
213. Viénot J. Ch., *Nouv. Rev. d'Optique appl.*, 1, 91, 1970.
214. Еппос А. Е. *Interference Holography*. — In: *Quant. Electr.*, 1, Academic Press, N 4, 1970, p. 199.
215. Зайдель А. Н., Листовец В. С., Островский Ю. И., *ЖТФ*, 39, 2225, 1970.
216. Pelzer-Bawin G., De Lamotte F. *Interpretation geometrique de l'holographie applications en photoelastometrie*. Liege, 1970.
217. Clark J. A., Durelli A. J., *Exp. Mech.*, Dec., 1970, p. 1.
218. Hussman E. K., *Appl. Opt.*, 10, 182, 1971.
219. Neumann D. B., *JOSA*, 58, 447, 1968.
220. Zambuto M., Lurie M., *Appl. Opt.*, 9, 2066, 1970.
221. Богомолов А. С., Власов Н. Г., Соловьев Е. Г., *Опт. и спектр.*, 31, 481, 1971.
222. Ågren C., Stetson K. A., *J. Acoust. Soc. Amer.*, 46, 120, 1969.
223. Archbold G. E., Еппос А. Е., *Nature*, 217, 942, 1968.
224. Зайдель А. Н., Малхасян Л. Г., Маркова Г. В., Островский Ю. И., *ЖТФ*, 38, 1824, 1968.
225. Shajenko P., Johnson C., *Appl. Phys. Lett.*, 13, 44, 1968.
226. Watrasiewicz B. M., Spicer P., *Nature*, 217, 1142, 1968.
227. Wilson A. D., *JOSA*, 60, 1068, 1970; 61, 924, 1971.
228. Wilson A. D., Strobe D. H., *JOSA*, 60, 1162, 1970.
229. Kiemele H., Ost J., *Opt. Comm.*, 2, 107, 1970.
230. Neumann D. B., Jakobson C. F., Brown G. M., *Appl. Opt.*, 9, 1357, 1970.
231. Arahamian R., Evensen D. A., *J. Appl. Mech.*, June, 1970, p. 287.
232. Hildebrand B. P., Haines K. A., *JOSA*, 57, 155, 1967.
233. Shiotake N., Tsuruta T., Itoh Y., Tsujichi J., Takeya N., Matsuda K., *Jap. J. Appl. Phys.*, 7, 904, 1968.
234. Hefflinger L. O., Wuerker R. F., *Appl. Phys. Lett.*, 15, 28, 1969.
235. Zelenka J. S., Varner J. R., *Appl. Opt.*, 7, 2107, 1968; 8, 1431, 1969.
236. Varner J. R., *Appl. Opt.*, 10, 212, 1971.
237. Matulka R. D., Collins D. J., *J. Appl. Phys.*, 42, 1109, 1971.
238. Tanner L. H., *J. Sci. Instr.*, 43, 81, 353, 346, 1966; 44, 1011, 1967.
239. Мустафин К. С., Протасевич В. И., Ржевский В. Н., *Опт. и спектр.*, 30, 406, 1971.
240. Бурмаков А. П., Островская Г. В., *ЖТФ*, 40, 660, 1970.

241. Sigel R., Phys. Lett., 30A, 103, 1969.
242. Никашин В. А., Рукман Г. И., Сахаров В. К., Тарасов В. К., Теплофизика высоких температур, 7, 1198, 1969.
243. Игнатов А. Б., Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л., ЖТФ, 41, 701, 1971.
244. Гинзбург В. М., Рукман Г. И., Степанов В. М. В кн.: Использование ОКГ в современной технике и медицине. Ч. 2 и 3. Изд. Ленингр. Дома научно-техн. пропаганды, 1971, стр. 51.
245. Gribble R. F., Quinn W. E., Siemon R. E., Phys. Fluids., 14, 2042 (1971). 15, 1666 (1972).
246. Weigl F., Friedrich O., Dougal A., IEEE J. Quant. Electr., QE-5, 360, 1969; QE-6, 41, 1970.
247. Tsuruta T., Itoh Y., Appl. Opt., 8, 2033, 1969.
248. Brungdahl O., Lohmann A., JOSA, 58, 141, 1968.
249. Matsumoto K., Takashima M., JOSA, 60, 30, 1970.
250. Jeffries R. A., Phys. Fluids, 13, 210, 1970.
251. Островская Г. В., Островский Ю. И., ЖТФ, 40, 2419, 1970.
252. Игнатов А. Б., Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л., ЖТФ, 41, 417, 1971.
253. Jahoda F. C., Jeffries R. A., Sawyer G. A., Appl. Opt., 6, 1407, 1967.
254. De M., Seigny L., Appl. Opt., 6, 1665, 1967.
255. Tsuruta T., Shiotake N., Itoh Y., Jap. J. Appl. Phys., 7, 1092, 1968.
256. Matsumoto K., JOSA, 59, 777, 1969.
257. Brungdahl O., JOSA, 59, 1171, 1969.
258. Белозеров А. Ф., Черных В. Т., Опт. и спектр., 27, 355, 1969.
259. Vest C. M., Sweeney D. W., Appl. Opt., 9, 2810, 1970.
260. Varner J. R., Appl. Opt., 9, 2098, 1970.
261. Weigl F., Appl. Opt., 10, 187, 1971.
262. Weigl F., Appl. Opt., 10, 1083, 1971.
263. Martienssen W. In: High-Speed Photography. Stockholm, 1968, p. 289.
264. Masumura A., Matsukawa M., Asakura T., Optics and Laser Technology, Febr., 1971, p. 36.
265. Lomas G. M., Appl. Opt., 10, 2037, 1969.
266. Snow K., Vandewarker R., Appl. Opt., 9, 822, 1970.
267. Духовел И. И., Симоненко Т. В., ОМП, № 8, 44, 1971.
268. Pastor J., Appl. Opt., 8, 525, 1969.
269. MacGovern A. J., Wyant J. C., Appl. Opt., 10, 619, 1971.
270. Буйнов Г. Н., Ларионов Н. П., Лукин А. В., Мустафин К. С., Рафиков Р. А., ОМП, № 4, 6, 1971.
271. Кустанович И. М. В кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии. 2, 452, 1958.

272. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения. М., «Мир», 1964.
273. О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику. М., «Мир», 1966.
274. Cutrona L., Leith E., Palermo C., Roccello L., IRE Trans., IT-6, 386, 1960. Перевод: Зарубежная радиоэлектроника, № 10, 3, 1962.
275. Vander Lugt A. V., IRE Trans., IT-10, 139, 1964.
276. Pernick B., Bartolotta C., Vustein D., Appl. Opt., 6, 1421, 1967.
277. Tsujiuchi J., Stroke G. W. Optical Image Deblurring Methods. — In: Application of Holography. Plenum Press, N. Y., 1971, p. 259—307.
278. Халфин Л. А., Павличук Т. А., Шулман М. Я., Опт. и спектр., 35, вып. 4, 1973.
279. Harvath V., Holeman J., Lemmond C., Laser Focus, Marth., 18, 1967.
280. Tsujiuchi J., Matsuda K., Takeya N. Correlation Techniques by Holography and its application to Fingerprint Identification. — In: Application of Holography. Plenum Press, N. Y., 1971, p. 247—258.
281. Gabor D., Nature, 208, 422, 1965.
282. Collier R., Pennington K., Appl. Phys. Lett., 8, 41, 1966.
283. Stroke G. W., New Scientist, 51, N 770, 671, 1971.
284. Франсон М. Голография. М., «Мир», 1972.
285. Материалы I Всесоюзной школы по голографии, Л., 1971.
286. Материалы II Всесоюзной школы по голографии, Л., 1971.
287. Материалы III Всесоюзной школы по голографии, Л., 1972.
288. Stroke G. W., Funkhouser A., Phys. Lett., 16, 272, 1965.
289. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии. М., «Наука», 1972.
290. Паршин П. Ф., Чумаченко А. А., УФН, 103, 553, 1971.
291. Yoshihara K., Kitade A., Jap. J. Appl. Phys., 6, 116, 1967.
292. Dohi T., Suzuki T., Appl. Opt., 10, 1137, 1971.
293. Lowenthal S., Froehly C., Serres J., C. R. Acad. Sc., 268, 1481, 1969.
294. Antikidis J. P., Gires F., C. R. Acad. Sc., 270, 1210, 1970.
295. Lowenthal S., Aspect A. In: Applications de l'Holographie. Besançon, 1971.
296. Kiemle H. In: Engineering Uses of Holography, Ed. E. R. Robertson and T. M. Harvey, Cambridge, 1970, p. 517.
297. Lowenthal S., Werts A., Rembault M., C. R. Acad. Sc., 267, 120, 1968.
298. Налимов И. П. Основы голографической технологии. — В кн.: Материалы I Всесоюзной школы по голографии, Л., 1971, стр. 295—321.
299. Moran J. M., Appl. Opt., 10, 412, 1971.
300. Groh G., Appl. Opt., 7, 1643, 1968.

301. Rudolph D., Schmahl G., *Optik*, 30, 475, 1970.
302. Cordelle J., Laude J. P., Petit R., Pienchard G., *Nouv. Rev. d'Optique appliquée*, 1, 149, 1970.
303. Chang M., George N., *Appl. Opt.*, 9, 713, 1970.
304. Bryngdahl O., *JOSA*, 60, 140, 1970.
305. Rosenberg R. L., Chandross E. A., *Appl. Opt.*, 10, 1986, 1971.
306. Kogelnik H., Shank C. V., Sosnowski T. P., Dienes A., *Appl. Phys. Lett.*, 16, 140, 1970.
307. Бондаренко М. Д., Гнатовский А. В., Соскин М. С., ДАН СССР, 187, 538, 1969; Укр. физ. журн., 14, 303, 1930, 1969; Письма ЖЭТФ, 14, 27, 1971.
308. Kogelnik H. *Bell Syst. Tech. J.*, 44, 2451, 1965.
309. Upatnieks J., Vander Lugt A., Leith E., *Appl. Opt.*, 5, 589, 1966.
310. Leith E. N., Upatnieks J., *JOSA*, 56, 523, 1966.
311. Tsuruta T., Ytoh Y., *Appl. Opt.*, 7, 2139, 1968.
312. Денисюк Ю. Н., Соскин С. И., *Опт. и спектр.*, 31, 992, 1971.
313. Goodman J. W., Huntley W. H., Jackson D. W., Lehmann M., *Appl. Phys. Lett.*, 8, 311, 1966.
314. Goodman J. W., Jackson D. W., Lehmann M., Knotts J., *Appl. Opt.*, 8, 1581, 1969.
315. Ose T., Noguchi M., Kubota T. *Correction of Lens Aberration by Holography*. — In: *Application of Holography*. Plenum Press, N. Y., 1971, p. 57—68.
316. Денисюк Ю. Н., Давыдова И. Н., *Опт. и спектр.*, 28, 331, 1970.
317. Ловенталь С., Бельво И. *Пространственная фильтрация и голография — новое в когерентной оптике*. М., «Энергия», 1970.
318. Сороко Л. М. *Основы когерентной оптики и голографии*. М., «Наука», 1971.
319. Папулис А. *Теория систем и преобразований в оптике*. М., «Мир», 1971.
320. Viénot J. Ch., Smigielski P., Royer J. *Holographie optique*. Paris, 1971.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
Г л а в а 1. Голограмма и ее свойства .	3
§ 1. Физические принципы голографии	3
§ 2. Свойства голограммы	37
Г л а в а 2. Голографический эксперимент	48
§ 3. Установки для получения голограммы .	48
§ 4. Источники света для получения голограммы	68
§ 5. Восстановление волнового фронта	82
§ 6. Материалы для регистрации голограммы	96
Г л а в а 3. Основные применения голографии	111
§ 7. Трехмерные изображения	111
§ 8. Голографическая интерферометрия	128
§ 9. Пространственная фильтрация и опознавание образов .	151
§ 10. Другие применения голографии	159
Послесловие	167
Литература	168

Юрий Исаевич ОСТРОВСКИЙ
ГОЛОГРАФИЯ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

*Утверждено к печати
редколлегией серии научно-популярных изданий
Академии наук СССР*

Редактор издательства *Н. К. Шарова*
Художник *Д. А. Андреев*
Технический редактор *М. Э. Карлайтис*
Корректор *Л. В. Субботина*

Сдано в набор 18/I 1973 г. Подписано к печати 24/VII 1973 г.
Формат бумаги $84 \times 108^{1/8}_{32}$. Печ. л. $5\frac{5}{8} = 9,45$ усл. печ. л.
Уч.-изд. л. 9,58. Изд. № 5096. Тип. зак. № 1622. М-05584.
Тираж 30000. Бумага № 1.
Цена 60 коп.

Ленинградское отделение издательства «Наука»
199164, Ленинград, Менделеевская лин., д. 1

1-я тип. издательства «Наука»
199034, Ленинград, 9 линия, д. 12