

Министерство образования и науки Российской Федерации  
—  
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

---

*С. Н. Гуляев*

ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА  
ИЗОБРАЗИТЕЛЬНОЙ  
ГОЛОГРАФИИ

Учебное пособие

Санкт-Петербург  
Издательство Политехнического университета  
2012

УДК 535.217(075.8)

Г94

Гуляев С.Н. Теория и практика изобразительной голографии : учеб. пособие / С. Н. Гуляев. — СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2012. — 188 с.

Соответствует программам дисциплин «Физическая оптика» и «НИР» вариативной части учебного плана ООП подготовки бакалавров по направлению 140400 «Техническая физика».

Рассмотрены основы теории формирования голографических изображений и ее практические приложения. Проведен анализ свойств голографических изображений различных видов, рассмотрены все этапы и детали голографического процесса. Даны рекомендации для наблюдения и изучения свойств восстановленного изображения, предложены вопросы для самопроверки.

Пособие продублировано на английском языке (перевод — Л. А. Королевой). Дан краткий словарь основных научно-технических терминов. Это позволит студентам ознакомиться с международной оптической терминологией и приобрести навыки, необходимые для чтения и перевода современной научной литературы, прежде всего в области когерентной оптики и голографии.

Предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки бакалавров 140400 «Техническая физика», будет полезно также студентам, обучающимся по магистерским программам направлений 140400 «Техническая физика» и 210100 «Электроника и нанoeлектроника» в качестве материала для подготовки к семинарам НИР на английском языке и для работы над магистерскими диссертациями. Кроме того, англоязычная часть пособия предназначена для иностранных студентов, проходящих обучение на радиофизическом факультете по направлению «Волновая оптика» в рамках международной программы.

Табл. 3. Ил. 56. Библиогр.: 9 назв.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

© Гуляев С. Н., 2012

© Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 2012

ISBN 978-5-7422-3401-2

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Некоторые обозначения . . . . .	5
Предисловие . . . . .	7
<b>1. Основные идеи голографического процесса . . . . .</b>	<b>8</b>
1.1. Об изобретении голографии Д. Габором . . . . .	8
1.2. Описание общих принципов голографического процесса в схеме Лейта—Упатниекса . . . . .	8
1.3. Сложение волновых полей . . . . .	9
1.4. Линейная запись интенсивности, амплитудные голограммы, свойства фотографических материалов . . . . .	10
1.5. Голографическая реконструкция, действительное и мнимое изображения, ортоскопическое и псевдоскопическое изображения . . . . .	12
1.6. Влияние параметров восстанавливающего пучка на свойства голографического изображения . . . . .	23
1.7. Дифракционная эффективность тонких амплитудных и фазовых голограмм . . . . .	32
1.8. Объемные пропускающие голограммы. Условие Брэгга	42
<b>2. Объемные отражательные голограммы . . . . .</b>	<b>51</b>
2.1. Основные принципы записи и реконструкции отражательных голограмм, предложенные Ю. Н. Денисюком . . . . .	51
2.2. Наблюдение псевдоскопического изображения . . . . .	55
2.3. Спектральная и угловая селективность отражательных объемных голограмм . . . . .	59
2.4. Свойства голографического изображения, восстановленного с объемных отражательных голограмм при изменении угла падения и длины волны освещающего пучка . . . . .	62

2.5. Влияние кривизны волнового фронта восстанавливающего пучка и протяженности освещающего источника на свойства голографического изображения. . . . .	68
2.6. Цвет восстановленного голографического изображения. Липпмановская цветная фотография. Влияние толщины фотоэмульсии. . . . .	69
2.7. Влияние когерентности лазерного излучения на свойства голографического изображения . . . . .	73
2.8. Влияние температурных и механических нестабильностей при записи голограммы . . . . .	75
<b>3. Голографический эксперимент . . . . .</b>	<b>76</b>
3.1. Голографическая установка . . . . .	76
3.2. Оборудование и химические реактивы для обработки фотопластинок. . . . .	78
3.3. Приборы для освещения голограмм и изучения свойств восстановленного изображения. . . . .	81
3.4. Съёмка голограмм в голографической камере . . . . .	81
3.5. Химико-фотографическая обработка фотопластинок . . . . .	84
3.6. Изучение свойств голографического изображения . . . . .	85
Контрольные вопросы . . . . .	87
Библиографический список. . . . .	88

## НЕКОТОРЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$\tau$	— коэффициент амплитудного пропускания голограммы
$\eta$	— дифракционная эффективность голограммы
$I_{img}$	— интенсивность восстановленного голограммой пучка, несущего мнимое изображение
$I_i$	— интенсивность восстанавливающего (освещающего) пучка в плоскости голограммы
$\tilde{A}_{img}$	— физическая амплитуда восстановленной объектной волны
$A_o$	— комплексная амплитуда объектной волны в плоскости голограммы при записи
$A_r$	— комплексная амплитуда опорной волны в плоскости голограммы при записи
$A'_o$	— комплексная амплитуда восстановленной объектной волны в плоскости голограммы
$B$	— комплексная амплитуда освещающей (восстанавливающей) волны в плоскости голограммы
$\theta_o$	— угол падения объектного пучка на голограмму в воздухе
$\theta_r$	— угол падения опорного пучка на голограмму в воздухе
$\theta_{og}$	— угол падения объектного пучка внутри фотоэмульсии
$\theta_{rg}$	— угол падения опорного пучка внутри фотоэмульсии
$\theta_i$	— угол падения восстанавливающего пучка на голограмму в воздухе
$\theta_{ig}$	— угол падения восстанавливающего пучка внутри фотоэмульсии
$\theta'_o$	— угол падения восстановленного объектного пучка в воздухе
$\delta\theta_i$	— вариация угла падения восстанавливающего пучка в воздухе
$\delta\theta_{ig}$	— вариация угла падения восстанавливающего пучка внутри фотоэмульсии
$\delta\theta'_o$	— вариация угла падения восстановленного объектного пучка в воздухе
$\psi$	— угол скольжения опорного пучка к отражательным плоскостям голографической структуры внутри фотоэмульсии
$\psi'$	— угол скольжения освещающего пучка к отражательным плоскостям голографической структуры внутри фотоэмульсии

- $\mu$  — угол падения освещающей волны на дифракционную решетку, отсчитываемый от нормали к поверхности решетки  
 $\rho$  — угол падения дифрагированной волны, отсчитываемый от нормали к поверхности дифракционной решетки  
 $n_0$  — средний показатель преломления фотоэмульсии  
 $\Delta n$  — вариация показателя преломления отбеленной фотоэмульсии  
 $n(x, y)$  — показатель преломления отбеленной фотоэмульсии  
 $n_1$  — амплитуда вариаций показателя преломления отбеленной фотоэмульсии  
 $d$  — период голографической структуры  
 $T$  — толщина фотоэмульсии  
 $T_0$  — средняя толщина фотоэмульсионного слоя  
 $T_{\max}$  — максимальная толщина фотоэмульсионного слоя  
 $\Delta T$  — вариация толщины фотоэмульсии  
 $\Delta\phi$  — фазовый набег света  
 $m$  — глубина (амплитуда) модуляции фазы  
 $\lambda$  — длина волны когерентного света в воздухе при записи голограммы  
 $\lambda_g$  — длина волны когерентного света в фотоэмульсионном слое со средним показателем преломления  $n_0$  при записи голограммы  
 $\lambda'$  — длина волны восстанавливающего голограмму пучка в воздухе  
 $\lambda'_g$  — длина волны восстанавливающего голограмму пучка в фотоэмульсионном слое со средним показателем преломления  $n_0$   
 $\delta\lambda$  — вариация длины волны восстанавливающего пучка в воздухе  
 $\delta\lambda'_g$  — вариация длины волны восстанавливающего пучка в фотоэмульсионном слое  
 $k$  — волновое число, или модуль волнового вектора, для когерентного света при записи голограммы в воздухе  
 $k'$  — волновое число, или модуль волнового вектора, для восстанавливающего голограмму пучка в воздухе

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Голографический способ записи оптической информации, открытый в конце 50-х гг. прошлого века выдающимся российским ученым Ю. Н. Денисюком, позволяет получать объемные реалистические изображения самых разнообразных объектов.

Задача данного пособия — знакомство студентов с основными принципами голографической записи волновых фронтов, реализованными в виде объемных голограмм Денисюка на высокоразрешающих фотоэмульсионных слоях ПФГ-03М, выпускаемых отечественной промышленностью. В пособии приведено описание полного голографического процесса, начиная с элементарных основ интерференционного способа записи оптической информации и кончая фотохимической обработкой фотопластинок и наблюдением и исследованием оптических свойств восстановленных голографических изображений. Большое количество рисунков, отражающих оптические схемы записи и восстановления голограмм различных типов, способствует лучшему пониманию принципов формирования объемного изображения в голографии. При написании пособия использован многолетний опыт изготовления изобразительных голограмм в лаборатории когерентной оптики кафедры физической электроники СПбГПУ.

В настоящее время бурное развитие лазерных технологий и появление на рынке мощных и сравнительно недорогих когерентных источников света — лазерных диодов — привело к тому, что изобразительная голография вышла из стен научных лабораторий профессионалов. Поэтому пособие может быть также полезно широкому кругу любителей голографии.

# 1. ОСНОВНЫЕ ИДЕИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

## 1.1. Об изобретении голографии Д. Габором

Голография как метод реконструкции волнового фронта была развита Д. Габором в 1948 г. Габор предложил записывать на фотографическую пластинку не изображение объекта, а непосредственно форму волнового фронта света, рассеянного объектом. Поскольку тогда еще не было источников света с высокой когерентностью (лазеров), методом Габора могли быть получены только самые простые изображения плоских объектов.

## 1.2. Описание общих принципов голографического процесса в схеме Лейта—Упатниекса

Ситуация изменилась в 1962–1963 гг., когда Е. Н. Лейт и Ю. Упатниекс использовали лазер для записи высококачественных голограмм протяженных объектов.

Рассмотрим оптическую схему Лейта для записи голограмм, изображенную на рис. 1. Световые волны, отраженные от объекта  $O$  создают электромагнитное поле в плоскости голограммы  $(x, y)$ , которое может быть записано в комплексной форме:

$$\vec{A}_0 = \vec{\bar{A}}_0(x, y) e^{i\varphi(x, y)} e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

где  $\vec{\bar{A}}_0$  — векторная амплитуда колебаний напряженности электрического поля в объектной волне, поскольку действительная часть выражения (1)  $\text{Re}\{\vec{\bar{A}}_0\} = \vec{\bar{A}}_0(x, y) \cos[\varphi(x, y) - \omega t]$  описывает напряжен-

ность электрического поля в волне как функцию координат и времени:  $\varphi(x, y)$  — распределение по фазе в объектной волне, распространяющейся от поверхности объекта до плоскости голограммы;  $e^{-i\omega t}$  — временной множитель, где  $\omega$  — угловая частота оптических колебаний.

Голография является методом записи волновых полей, основанным на регистрации распределения интенсивности в интерференционной картине, сформированной объектной волной и дополнительной опорной волной, когерентной первой. Мы можем записать электромагнитное поле опорной волны в комплексной форме аналогично (1):

$$\vec{A}_r = \vec{A}_r(x, y) e^{i\psi(x, y)} e^{-i\omega t}. \quad (2)$$

### 1.3. Сложение волновых полей

Световое поле в плоскости голограммы является суперпозицией двух волн одинаковой частоты в предположении, что источником света в эксперименте является лазер с высокой монохроматичностью излучения. Для упрощения анализа предположим, что объектная и опорная волны линейно поляризованы вдоль направления  $y$ . При сделанных ранее предположениях мы можем вместо суммирования векторов напряженности электрического поля сложить так называемые скалярные комплексные амплитуды, опуская общий для обеих волн временной множитель  $e^{-i\omega t}$ :

$$A_\Sigma = \vec{A}_o(x, y) e^{i\varphi(x, y)} e^{-i\omega t} + \vec{A}_r(x, y) e^{i\psi(x, y)} e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

где  $\vec{A}_o(x, y)$ ;  $\vec{A}_r(x, y)$  — скалярные амплитуды световых колебаний, являющиеся вещественными числами.

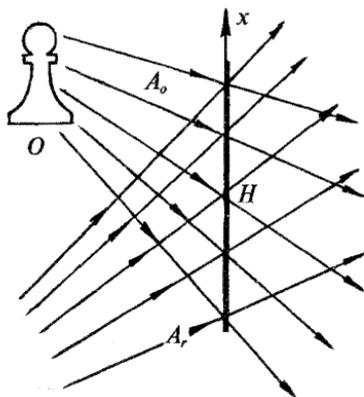


Рис. 1. Оптическая схема записи голограммы:  $O$  — объект;  $H$  — фотопластинка (координата  $y$  нормальна к плоскости рисунка)

#### 1.4. Линейная запись интенсивности, амплитудные голограммы, свойства фотографических материалов

Фотографический материал не обладает чувствительностью к фазе световой волны. Он откликается на количество фотонов, падающих на единицу площади за единицу времени. Таким образом, действие света на фотопластинку определяется его интенсивностью, т. е. усредненной во времени плотностью потока энергии и временем экспозиции. Это обстоятельство может быть записано как

$$I \cdot t, \quad (4)$$

где  $I$  — интенсивность света, определяемая из электродинамики выражением  $I = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\epsilon} \tilde{A}^2$ .

Для простоты будем рассматривать интенсивность как

$$I = \tilde{A}^2. \quad (5)$$

Когда световая волна записывается в комплексной форме, ее интенсивность можно определить как

$$I = |A|^2 = AA^*, \quad (6)$$

где звездочка (\*) означает комплексно сопряженную величину.

Таким образом, интенсивность суперпозиции двух волн на поверхности фотопластинки при записи голограммы

$$I = |A_o + A_r|^2 = (A_o + A_r)(A_o^* + A_r^*) = |A_o|^2 + |A_r|^2 + A_o A_r^* + A_o^* A_r, \quad (7)$$

где сумма двух последних членов

$$A_o A_r^* + A_o^* A_r = 2\tilde{A}_o \tilde{A}_r \cos(\varphi - \psi) \quad (8)$$

описывает интерференционную картину.

После световой экспозиции, проявления и фиксирования фотопластинки последняя приобретает почернение различной степени. Оптические свойства фотопластинки при голографическом процессе могут быть описаны функцией амплитудного пропускания. Предположим, что толщина фотоэмульсионного слоя, покрывающего поверхность фотопластинки, существенно меньше, чем средний период интерференционной картины (приближение

тонких голограмм). В этом приближении можно ввести амплитудное пропускание  $\tau$  для каждой точки  $P(x, y)$  на поверхности фотопластинки:

$$\tau(x, y) = \frac{A_2}{A_1} = \frac{\tilde{A}_2}{\tilde{A}_1}. \quad (9)$$

На рис. 2 показана типичная зависимость амплитудного пропускания фотопластинки  $\tau$  от энергии экспозиции  $I \cdot t$ .

Предполагая, что величина  $I \cdot t$  лежит в пределах линейного рабочего участка кривой  $\tau(I \cdot t)$  (см. рис. 2), можно утверждать, что величина амплитудного пропускания  $\tau$  линейна по отношению к величине интенсивности  $I$ :

$$\tau = \alpha + \beta I. \quad (10)$$

Выражение (10) будет справедливо, когда вариации энергии экспозиции не будут слишком велики по сравнению со средним уровнем энергии экспозиции  $[I \cdot t]_0$ . Этого можно добиться, установив соотношение интенсивностей объектного и опорного пучков

$$R = \frac{\langle \tilde{A}_r^2 \rangle}{\langle \tilde{A}_o^2 \rangle} \gg 1$$

(здесь угловые скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по поверхности фотопластинки) и подобрав подходящее значение  $[I \cdot t]_0$ .

Процесс голографической записи завершается с проявлением фотопластинки, и в линейном приближении амплитудное пропускание может быть записано так:

$$\tau = \alpha + \beta |A_o|^2 + \beta |A_r|^2 + \beta A_o A_r^* + \beta A_o^* A_r. \quad (11)$$

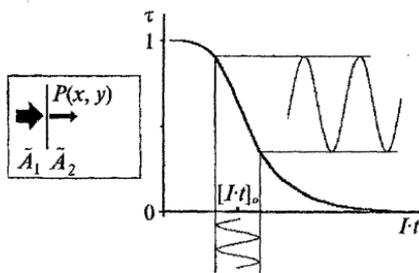


Рис. 2. Амплитудное пропускание  $\tau$  как функция от энергии экспозиции  $I \cdot t$  для проявленной фотопластинки

### 1.5. Голографическая реконструкция, действительное и мнимое изображения, ортоскопическое и псевдоскопическое изображения

Рассмотрим процесс реконструкции (восстановления) голограммы. В общем случае голограмма может быть освещена произвольной волной с комплексной амплитудой в плоскости голограммы:

$$B = \tilde{B}(x, y)e^{i\Phi(x, y)}. \quad (12)$$

На основе приближения тонких голограмм комплексная амплитуда световой волны непосредственно за плоскостью голограммы может быть представлена следующим образом:

$$B\tau = \alpha B + \beta B |A_r|^2 + \beta B |A_o|^2 + \beta B A_o A_r^* + \beta B A_o^* A_r. \quad (13)$$

Из формулы (13) следует, что если  $B = \frac{1}{A_r^*}$ , то четвертый член

(13) с точностью до постоянного множителя равен  $A_o$ . Если умножить числитель и знаменатель выражения для освещающей волны на  $A_r$ , то формула для  $B$  будет выглядеть так:

$$B = \frac{A_r}{A_r^* A_r} = \frac{A_r}{|A_r|^2} = \frac{A_r}{I_r}. \quad (14)$$

Таким образом, в данном случае комплексная амплитуда освещающего пучка будет представлять собой комплексную амплитуду опорного пучка, деленную на его собственную интенсивность.

Для произвольных опорных пучков практическая реализация освещающего пучка  $B$  в формуле (14) будет представлять собой значительную экспериментальную сложность, так как произвольный пучок когерентного света, например, отраженный от шероховатой поверхности, обладает чрезвычайно сложным распределением по интенсивности и фазе (т. е. функцией распределения интенсивности и фазы света от координат). К тому же в точках  $x$ , где интенсивность опорного пучка стремится к 0 ( $I_r \rightarrow 0$ ), комплексная амплитуда  $B \rightarrow \infty$ , что создает дополнительное препят-

ствие. Более приемлемым решением задачи восстановления голографического изображения является сужение класса используемых опорных пучков.

Гораздо удобнее выбрать подходящую комплексную амплитуду опорного пучка так, чтобы его интенсивность была постоянной по поверхности голограммы. Условию  $I_r = A_r A_r^* = \text{const}$  удовлетворяют простые формы пучков. Обычно в голографии используются либо плоские пучки, либо расходящиеся (сходящиеся пучки), так что вследствие относительно небольших размеров голограммы изменением интенсивности света по поверхности голограммы можно пренебречь. В этом случае в качестве освещающего пучка можно взять просто опорный пучок, так что  $B = A_r$ .

Итоговая формула для комплексной амплитуды волнового фронта, распространяющегося за голограммой:

$$B\tau = \alpha B + \beta B |A_r|^2 + \beta B |A_o|^2 + \gamma A_o + \beta A_o^* A_r^2, \quad (15)$$

где  $\gamma = \beta I_r$ .

Из формулы (15) видно, что четвертый член с точностью до константы совпадает с комплексной амплитудой пучка, который создается объектом в плоскости голограммы при записи. Физически это означает, что глаз наблюдателя, помещенный перед голограммой (рис. 3), увидит мнимое (ортоскопическое) изображение объекта или сцены, находящееся за голограммой.

Можно задать вопрос: как двумерная информация, записанная на голограмму, отображает трехмерную информацию, заложенную в световое поле? Ответ на этот вопрос дает электродинамика. Согласно электродинамике, волновому полю, заданному на бесконечной плоскости (граничные условия), однозначно соответствует вполне определенное волновое поле в трехмерном пространстве. В нашем конкретном

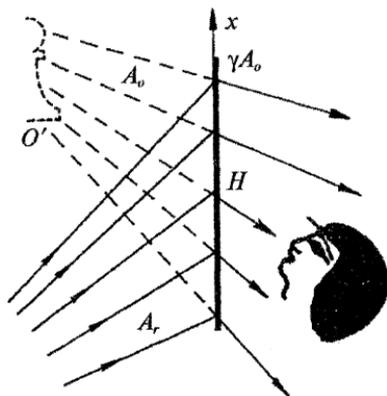


Рис. 3. Наблюдение мнимого (ортоскопического) изображения

случае поверхность, где заданы граничные условия для светового поля, ограничивается размерами (апертурой) голограммы. Для ограниченных апертур решения уравнений электродинамики также являются однозначными, но в пределах принципа неопределенности, который описывается дифракционной теорией (здесь не рассматривается). Практически наблюдатель не заметит сколько-нибудь заметного ухудшения качества изображения объекта вследствие «дифракционного размытия», так как размер (апертура) голограммы (сантиметры), как правило, значительно больше диаметра зрачка глаза (миллиметры).

Изложенные соображения позволяют обсудить и свойства остальных компонентов волнового поля, распространяющегося за голограммой.

Первые два члена формулы (15)  $[\alpha + \beta|A_r|^2]A_r$  представляют собой опорную волну (рис. 4), амплитуда которой несколько ослаблена, что должно следовать из закона сохранения энергии.

Третий член  $\beta V|A_0|^2$  представляет собой амплитуду опорной волны, умноженную на интенсивность объектной волны. В общем случае интенсивность объектной волны может представлять собой сложную функцию. Например, распределение интенсивности когерентного света, отраженного от предмета с шероховатой поверхностью, представляет собой сложную картину статистически чередующихся светлых и темных пятен

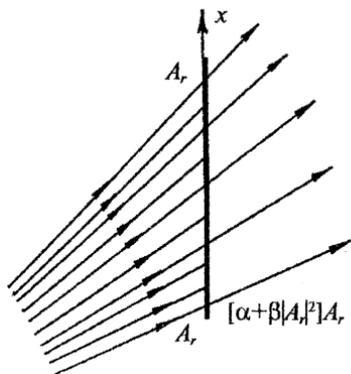


Рис. 4. Опорная волна, проходящая через голограмму

(так называемая спекл-картина, рис. 5). Таким образом, член  $\beta V|A_0|^2$  можно трактовать как опорную волну, прошедшую через некоторый матовый рассеиватель с амплитудным пропусканием  $\tau = \beta|A_0|^2$ . Индикатриса рассеяния света будет иметь максимум в направлении распространения опорного пучка (рис. 6).

Наконец, волновой компонент, соответствующий пятому члену  $\beta A_0^* A_r^2$  в формуле (15), имеет важное применение в науке и технике, поскольку позволяет получать дей-

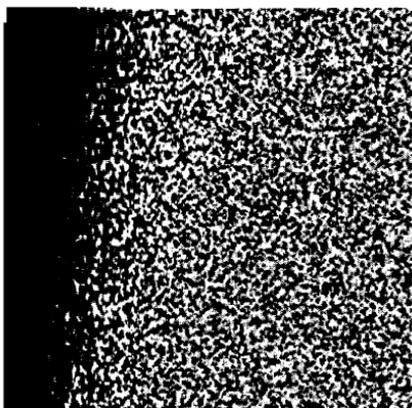


Рис. 5. Спекл-картина, наблюдаемая при отражении когерентного света от шероховатой поверхности

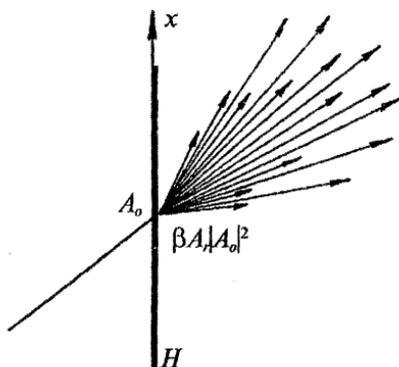


Рис. 6. Рассеяние опорной волны на голограмме

ствительное голографическое изображение объекта, т. е. фокусировать энергию светового поля в пространстве. Этот компонент светового поля, распространяющегося за голограммой, связан с комплексно сопряженной величиной  $A_0^*$ . Для того чтобы выяснить свойства этого члена, обратимся к частному случаю. На рис. 7 изображен процесс записи голограммы, когда плоский опорный пучок падает перпендикулярно к поверхности голограммы. В этом случае фаза опорного пучка постоянна вдоль поверхности голограммы, примем ее равной нулю:  $\psi(x, y) \equiv 0$ . При реконструкции голограммы осветим ее тем же опорным пучком с комплексной амплитудой  $B = A_r$  (рис. 8). Для упрощения выкладок примем, что амплитуда и интенсивность опорной волны по

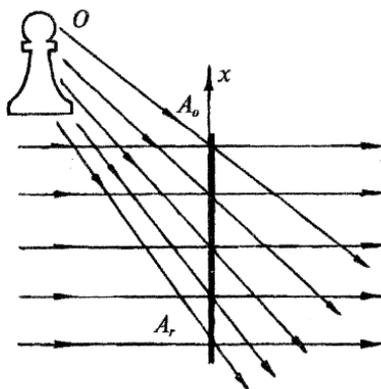


Рис. 7. Оптическая схема записи с опорным пучком, падающим нормально к поверхности голограммы

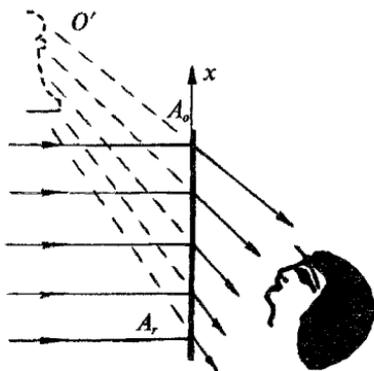


Рис. 8. Реконструкция голограммы опорным пучком, падающим нормально к поверхности голограммы

рис. 9 изображена плоская волна, падающая под некоторым углом  $\theta$  к нормали к поверхности голограммы. Плоские волны относятся к классу волн, хорошо удовлетворяющих условиям геометрической оптики, поэтому вычисление фазы плоской волны в плоскости голограммы ( $x, y$ ) можно провести, учитывая запаздывание (задержку) световых пучков вдоль геометрических лучей (см. рис. 9).

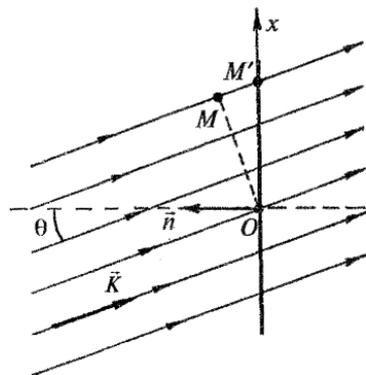


Рис. 9. Плоская монохроматическая волна, падающая под углом  $\theta$  относительно нормали к поверхности голограммы

поверхности голограммы равны 1:  $I = \tilde{A}^2 = 1$ . Тогда формула (15) может быть преобразована:

$$B\tau = \alpha B + \beta B + \beta B|A_0|^2 + \beta B A_0 + \beta B A_0^* \quad (16)$$

Четвертый член в выражении (16) дает мнимое изображение объекта.

Свойства пятого компонента волны, представляющего в данном случае чисто комплексно сопряженное выражение, можно уяснить, рассмотрев простые типы волн — плоские и сферические. На рис. 9 изображена плоская волна, падающая под некоторым углом  $\theta$  к нормали к поверхности голограммы. Плоские волны относятся к классу волн, хорошо удовлетворяющих условиям геометрической оптики, поэтому вычисление фазы плоской волны в плоскости голограммы ( $x, y$ ) можно провести, учитывая запаздывание (задержку) световых пучков вдоль геометрических лучей (см. рис. 9).

Фаза плоской монохроматической волны постоянна вдоль направления  $MO$ , перпендикулярно направлению распространения. Таким образом, волновой фронт придет в точку  $M'$  с координатой  $x$  с некоторым опозданием по сравнению с точкой  $O$ , где  $x = 0$ . Время запаздывания

$$\Delta t(x) = \frac{MM'}{c} = \frac{x \sin \theta}{c},$$

где  $MM'$  — разность хода;  $c$  — скорость света.

Пусть в точке  $O$  плоская волна описывается комплексным выражением, содержащим временной член:

$$A = e^{-i\omega t}.$$

Здесь мы опустили несущественный постоянный фазовый множитель и приняли  $\bar{A} = 1$ . Тогда в точке  $x$  плоскости голограммы полное комплексное выражение для плоской волны с учетом запаздывания света:

$$A = e^{-i\omega[t - \Delta t(x)]} = e^{i\omega\Delta t(x)} e^{-i\omega t}.$$

Учитывая, что  $\omega = \frac{2\pi}{\tilde{T}}$  и  $\lambda = c\tilde{T}$ , где  $\tilde{T}$  — временной период,  $\lambda$  —

длина волны световых колебаний, можно записать следующее:

$$A(x) = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}x\sin\theta} e^{-i\omega t} = e^{ikx\sin\theta} e^{-i\omega t},$$

где  $k = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$  — модуль волнового вектора плоской волны, или волновое число.

Таким образом, комплексная амплитуда плоской волны, падающей под углом  $\theta$  на плоскость голограммы, может быть записана так:

$$A(x) = e^{ikx\sin\theta}. \quad (17)$$

Очевидно, что комплексно сопряженное выражение  $A^*(x) = e^{-ikx\sin\theta}$  будет отвечать плоской волне, падающей на плоскость голограммы под углом  $\theta$ , отсчитываемым по другую сторону относительно нормали к поверхности голограммы (рис. 10). Во избежание недоразумений, связанных со знаками показателей экспонент, значения углов типа  $\theta_n, \psi_n$  здесь и далее будут считаться положительными и меньше, чем  $\frac{\pi}{2}$ .

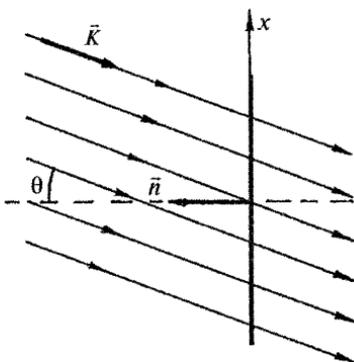


Рис. 10. Плоская монохроматическая волна, соответствующая комплексно сопряженному выражению

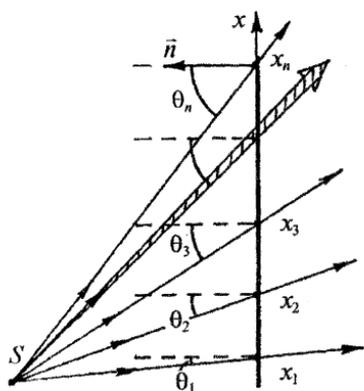


Рис. 11. Сферически расходящаяся волна, падающая на плоскость голограммы

Для того чтобы построить волну, соответствующую комплексно сопряженному выражению  $A^*$ , достаточно, по аналогии с плоской волной, провести геометрические лучи в точках плоскости  $(x, y)$   $x_1, x_2, \dots, x_n$  под симметричными углами  $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$  к нормали к плоскости  $(x, y)$ . Нетрудно убедиться, что в данном случае волна, соответствующая комплексно сопряженному выражению, будет сходиться в точечный источник  $S^*$  (рис. 12).

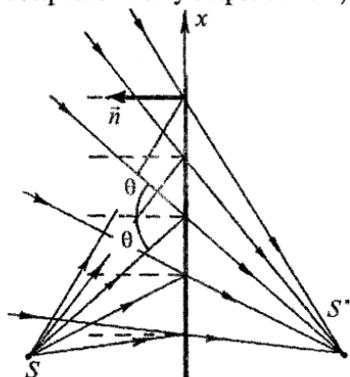


Рис. 12. Сходящаяся сферическая волна, определяемая комплексно сопряженным выражением

Рассмотрим свойства волны, соответствующей комплексно сопряженному выражению для волнового фронта сферической формы. Сферическая волна на достаточно больших расстояниях от точечного источника  $S$  хорошо удовлетворяет законам геометрической оптики. Следовательно, сферическую волну на плоскости  $(x, y)$  можно рассматривать как совокупность локально плоских волн, падающих на плоскость  $(x, y)$  под разными углами  $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$  (рис. 11). Для того чтобы построить волну, соответствующую комплексно сопряженному выра-

жению  $A^*$ , достаточно, по аналогии с плоской волной, провести геометрические лучи в точках плоскости  $(x, y)$   $x_1, x_2, \dots, x_n$  под симметричными углами  $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$  к нормали к плоскости  $(x, y)$ . Нетрудно убедиться, что в данном случае волна, соответствующая комплексно сопряженному выражению, будет сходиться в точечный источник  $S^*$  (рис. 12).  
На рис. 13 показан случай, когда исходная волна представляет собой сходящуюся сферическую волну. При этом волна, соответствующая комплексно сопряженному выражению от амплитуды исходной волны, будет, наоборот, сферически расходящейся волной с точечным источником  $S^*$ , лежащим зеркально симметрично относительно источника исходной волны  $S$ .

Изложенные рассуждения можно легко обобщить для произвольных видов волн. Например, волну, отраженную от произвольного объ-

екта, можно считать суперпозицией волн от множества точечных источников, находящихся на поверхности объекта. Поэтому построение волны, соответствующей комплексно сопряженному выражению, должно подчиняться закономерностям, характерным для простой сферической волны. На рис. 14 схематично представлены исходная волна и волна, соответствующая комплексно сопряженному выражению для произвольного объемного объекта, освещенного монохроматическим пучком. В данном случае волна, соответствующая комплексно сопряженному выражению  $A^*$ , образует зеркально расположенное изображение объекта  $O$  за плоскостью  $(x, y)$ .

Опираясь на приведенные рассуждения, можно теперь сказать, что пятый член формулы (16) описывает действительное изображение объекта, расположенное зеркально симметрично относительно мнимого изображения, даваемого четвертым членом выражения (16) (рис. 15). Это действительное изображение обладает новым качеством — при наблюдении с обратной стороны голограммы оно псевдоскопично, т. е. обладает обратным рельефом относительно наблюдаемого мнимого изображения.

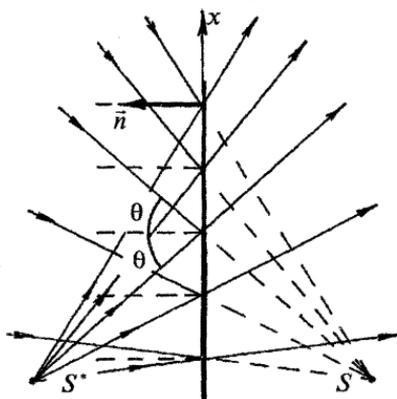


Рис. 13. Сферически расходящаяся волна, определяемая комплексно сопряженным выражением

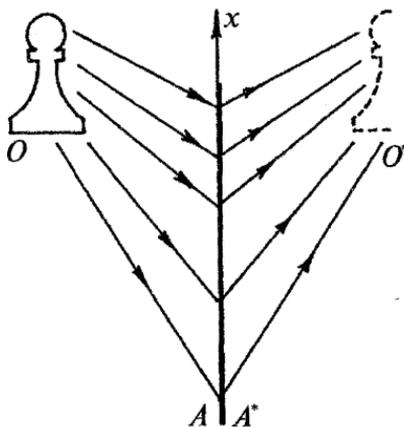


Рис. 14. Исходная волна, отраженная от поверхности произвольного объекта, и волна, соответствующая комплексно сопряженному выражению

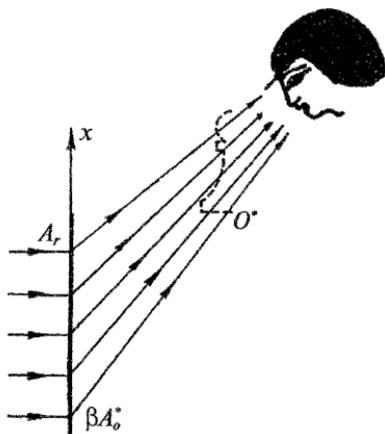


Рис. 15. Образование действительного (псевдоскопического) изображения при освещении опорной волной, падающей нормально к поверхности голограммы

угол падения опорной плоской волны будет равен  $\theta_r$ . Амплитуды  $\tilde{A}_o, \tilde{A}_r$  объектной и опорной волн примем для упрощения мате-

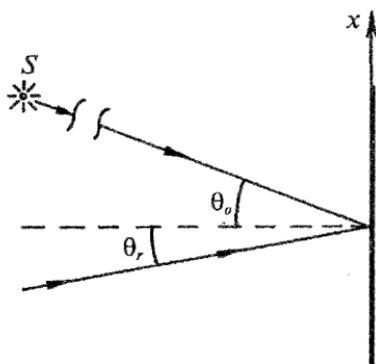


Рис. 16. Геометрия записи голограммы с помощью плоских пучков

В общем случае, когда опорный пучок падает на голограмму под произвольным углом, пятый член формулы (15) с точностью до постоянного множителя представляет собой чисто комплексно сопряженное выражение  $A_o^*$ , умноженное на фазовый сомножитель:  $A_o^* A_r^2$ . Пояснить роль данного фазового сомножителя  $A_r^2$  можно на простом примере, когда в качестве объекта при записи голограмм используется бесконечно удаленный точечный источник, т. е. объектный волновой фронт представляет собой плоскую волну, падающую на голограмму под углом  $\theta_o$  к нормали (рис. 16). Соответствующий

математических выкладок равными 1. В этом случае, согласно формуле (17),

$$A_o(x) = e^{-ik \sin \theta_o x}, \quad A_r^2(x) = e^{i2k \sin \theta_r x},$$

$$A_o^* A_r^2 = e^{ik(\sin \theta_o + 2\sin \theta_r)x} = e^{ik \sin \theta'_o x}.$$

При не слишком больших значениях углов  $\theta_o$  и  $\theta_r$ , соответствующих условию  $\sin \theta_o + 2\sin \theta_r < 1$ , изображение бесконечно удаленного точечного источника, соответствующее члену  $A_o^* A_r^2$ , будет наблюдаться под углом  $\theta'_o$  к нормали, большим, чем угол  $\theta_o$ , под которым

наблюдалось бы изображение, даваемое чисто комплексно сопряженным выражением  $A_0^*$ . Таким образом, роль фазового множителя  $A_r^2$  сводится к некоторому смещению действительного изображения объекта от нормали к поверхности голограммы (рис. 17) по сравнению с положением «истинного» действительного изображения, отвечающего выражению  $A_0^*$ .

Детальный анализ получения изображения, описываемого членом  $A_0^* A_r^2$  для произвольного объекта, показывает, что наряду со смещением изображения, вызванным общим поворотом восстановленного пучка, в изображение вносятся искажения (абберации).

При значительных углах  $\theta_0$  и  $\theta_r$ , отвечающих условию

$$\sin\theta_0 + 2\sin\theta_r > 1, \quad (18)$$

изображение, даваемое членом  $A_0^* A_r^2$ , может вообще не наблюдаться. Этому случаю соответствует быстро затухающая поверхностная волна (аналогичная волне, существующей в оптически менее плотной среде при полном внутреннем отражении).

Общий итог изложенных рассуждений: при достаточно большом суммарном угле  $\theta_0 + \theta_r$  между опорным и объектным пучками мнимое изображение объекта наблюдается без помех, так как волны, даваемые первым, вторым, третьим и пятым членами выражения (15), идут по совершенно разным направлениям в пространстве (рис. 18).

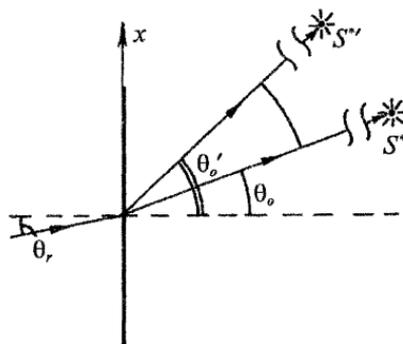


Рис. 17. Реконструкция голограммы, записанной для произвольного значения угла падения  $\theta_r$  опорного пучка

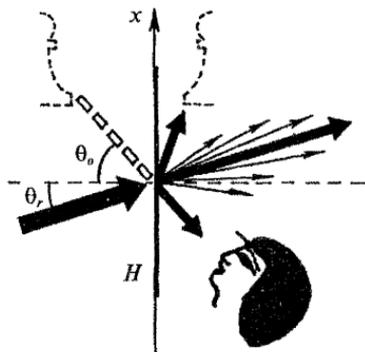


Рис. 18. Реконструкция голограммы при достаточно большом угле  $\theta_0 + \theta_r$  между опорным и объектным пучками

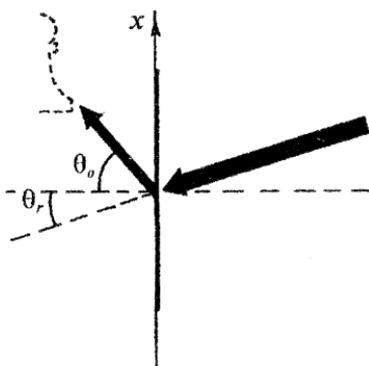


Рис. 19. Реконструкция голограммы обращенной опорной волной

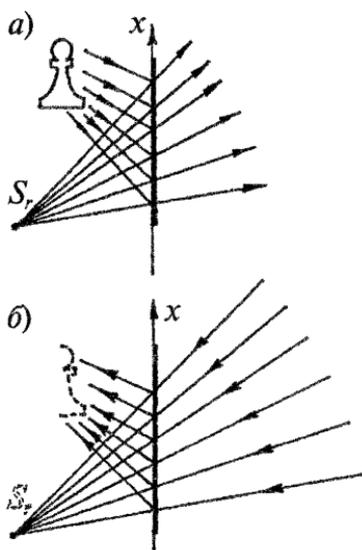


Рис. 20. Восстановление голограммы обращенной волной: а — запись с помощью опорной волны сферической формы; б — реконструкция голограммы

Зададим вопрос: возможно ли для голограммы, записанной в схеме с произвольным углом падения опорного пучка, реконструировать неискаженное действительное изображение предмета? Попробуем осветить голограмму так называемым обращенным пучком, т. е. пучком, распространяющимся по направлению, противоположному направлению распространения опорного пучка. Какое математическое выражение будет отражать комплексную амплитуду подобного пучка в плоскости голограммы? Мы уже знаем, что выражение  $A_0^*$  описывает пучок, падающий симметрично опорному относительно нормали и к поверхности голограммы. Поскольку в нашем приближении голограмма считается бесконечно тонкой, то из соображения симметрии при записи комплексной амплитуды в плоскости голограммы нет различия для пучков, падающих зеркально симметрично относительно плоскости  $(x, y)$  голограммы. Таким образом, с точностью до несущественной комплексной константы, пучок, обращенный относительно опорного, будет описываться в плоскости голограммы также выражением  $A_r^*$ .

Полная амплитуда волнового фронта, распространяющегося за голограммой, может быть вычислена как

$$A_r^* \tau = A_r^* \left( \alpha + \beta |A_r|^2 + \beta |A_o|^2 + \beta A_o A_r^* + \beta A_o^* A_r \right) = \\ = \text{const} \cdot A_r^* + \beta A_o A_r^{*2} + \gamma A_o^*.$$

Последний член в этом выражении означает то, что слева за голограммой будет образовываться неискаженное действительное изображение объекта (рис. 19), которое при визуальном наблюдении будет казаться псевдоскопическим. Полученный результат можно применить для сферических опорных волн. При этом очевидно, что, если опорная волна при записи голограммы является расходящейся, то при восстановлении нужно использовать сходящуюся обращенную волну (рис. 20).

### 1.6. Влияние параметров восстанавливающего пучка на свойства голографического изображения

В предыдущих обсуждениях мы рассматривали условия получения неискаженных мнимых и действительных изображений объекта с помощью голограммы. Такие изображения можно получить, если форма волнового фронта, освещающего голограмму пучка, идентична форме волнового фронта опорного пучка при записи голограммы. Однако при восстановлении изображения можно использовать пучок с произвольными параметрами. Поэтому было бы интересным рассмотреть вопрос о влиянии параметров освещающего пучка на свойства голографического изображения.

Рассмотрим сначала влияние кривизны освещающего пучка. На рис. 21 изображена оптическая схема записи голограммы, когда объектный и опорный пучки представляют собой сферические волны, исходящие из точечных источников  $S_o$  и  $S_r$ . Эта схема записи голограмм отличается от схемы Лейта—Упатниекса тем, что опорный и объектный пучки падают на голограмму вдоль оси  $z$  нормальной поверхности голограммы. Эта схема удобна для анализа свойств восстановленного изображения при изменении параметров освещающего голограмму пучка. Для упрощения расчетов воспользуемся так называемым параксиальным приближением, когда размеры голограммы предполагаются малыми по сравнению

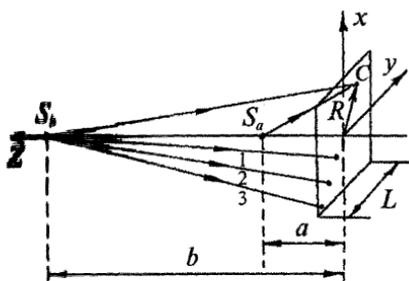


Рис. 21. Голографическая запись с помощью двух точечных источников, лежащих на оси, нормальной к поверхности голограммы

с расстояниями  $a$  и  $b$ :  $L \ll a, b$ . Пренебрежем также изменением интенсивности опорной и объектной волн по поверхности голограммы и примем ее равной 1:  $I_o = I_r = 1$ . В этом случае комплексную амплитуду сферической волны в плоскости голограммы можно записать, вычисляя фазовый набег вдоль геометрических лучей 1, 2, 3 аналогично тому, как это делали для плоской волны в разд. 1.5.

Длина геометрического луча, опущенного из  $S_b$  в точку  $C$  с радиусом-вектором  $\vec{R}$  в плоскости голограммы, равна  $\sqrt{R^2 + b^2}$  (где  $R = |\vec{R}| = \sqrt{x^2 + y^2}$ ). Отсюда с точностью до постоянного фазового множителя комплексная амплитуда опорной волны может быть записана как

$$A_r = e^{ik\sqrt{R^2 + b^2}}.$$

Поскольку  $R \ll a, b$ , корень можно представить в виде

$$\sqrt{R^2 + b^2} = b\sqrt{1 + \frac{R^2}{b^2}} \approx b\left(1 + \frac{R^2}{2b^2}\right) = b + \frac{R^2}{2b}.$$

Таким образом, с точностью до постоянного фазового множителя волн комплексную амплитуду опорной волны можно представить как

$$A_r = e^{ik\frac{R^2}{2b}} = e^{ik\frac{x^2 + y^2}{2b}}. \quad (19)$$

Аналогично — для объектной волны можно записать:

$$A_r = e^{ik\frac{R^2}{2a}} = e^{ik\frac{x^2 + y^2}{2a}}.$$

После проявления голограммы и освещения ее волной  $B$  комплексную амплитуду волнового фронта сразу за голограммой согласно (13) можно представить как

$$B\tau = \alpha B + \beta B |A_r|^2 + \beta B |A_o|^2 + \beta B A_o A_r^* + \beta B A_o^* A_r.$$

Рассмотрим свойства мнимого изображения, описываемого четвертым членом данной формулы. Пусть освещающая волна  $B$  будет произвольной сферической волной, исходящей из точечного источника  $S_c$ , находящегося на оси  $z$  на расстоянии  $c$  от плоскости голограммы. Длина волны  $\lambda'$  и модуль волнового вектора  $k'$  освещающего пучка те же, что и при записи голограммы. В параксиальном приближении комплексная амплитуда освещающей волны

$$B = e^{ik \frac{R^2}{2c}} = e^{ik \frac{x^2+y^2}{2c}}. \quad (20)$$

Таким образом, четвертый член формулы (13), отвечающий за мнимое изображение:

$$\beta B A_o A_r^* = \beta e^{\frac{ikR^2}{2c}} \cdot e^{\frac{ikR^2}{2a}} \cdot e^{-\frac{ikR^2}{2b}} = \beta e^{ik \frac{R^2}{2} \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{b} + \frac{1}{c} \right)} = e^{\frac{ikR^2}{2a'}}, \quad (21)$$

где

$$a' = \frac{1}{\frac{1}{a} - \frac{1}{b} + \frac{1}{c}} \quad (22)$$

новое положение мнимого изображения точечного источника вдоль оси  $z$ , восстановленное голограммой.

При  $c \rightarrow b$  получим  $a' \rightarrow a$ , т. е. тривиальный результат голографической реконструкции. При  $c \rightarrow 0$   $a' \rightarrow 0$ ; таким образом, при увеличении кривизны восстанавливающего волнового фронта изображение точечного объекта приближается к поверхности голограммы.

Преобразуем формулу (22) к виду

$$\frac{1}{a'} = \frac{b-a}{ab} + \frac{1}{c}.$$

Обозначая

$$f = \frac{ab}{b-a}, \quad (23)$$

можно получить

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{c} = \frac{1}{f}. \quad (24)$$

Выражение (24), связывающее расстояние  $c$  от голограммы до источника освещающей волны  $S_c$  и расстояние  $a'$  от голограммы до изображения точечного источника  $S_a$ , является формулой рассеивающей линзы. Голограмма в данном случае действует подобно линзе с эквивалентным фокусным расстоянием  $f$ , определяемым параметрами записи голограммы  $a$  и  $b$ . Если провести аналогичное рассмотрение пятого члена формулы (13), отвечающего за появление действительного изображения, то выражение (24) преобразуется следующим образом:

$$\frac{1}{a'} + \frac{1}{c} = \frac{1}{f}. \quad (25)$$

Это формула собирающей линзы. Таким образом, пропускающая голограмма сочетает в себе одновременно свойства собирающей и рассеивающей линз.

Оценим теперь изменение поперечных размеров изображения предмета при восстановлении голограммы сферической волной с кривизной волнового фронта, отличающейся от кривизны волнового фронта опорной волны. Для этого в нашей оптической схеме произведем малый поперечный сдвиг  $\delta x$  объектного точечного источника  $S_a$  и посмотрим, как это отразится на поперечном сдвиге голографического изображения этого источника. В данном случае комплексная амплитуда объектной волны в плоскости голограммы может быть записана исходя из формулы (19) с учетом сдвига:

$$\begin{aligned} A_o(x - \delta x, y) &= e^{ik \frac{[(x - \delta x)^2 + y^2]}{2a}} = e^{ik \frac{y^2}{2a}} \cdot e^{ik \frac{x^2 - 2\delta x \cdot x + \delta x^2}{2a}} = \\ &= e^{ik \frac{y^2}{2a}} \cdot e^{ik \frac{x^2}{2a}} \cdot e^{-ik \frac{\delta x \cdot x}{a}} \cdot e^{ik \frac{\delta x^2}{2a}} = e^{ik \frac{R^2}{2a}} \cdot e^{ik \frac{\delta x \cdot x}{a}}. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь мы приняли сомножитель  $e^{ik\frac{\delta x^2}{2a}}$  равным 1, так как  $\delta x^2$  — малая величина более высокого порядка.

После записи и восстановления голограммы произвольной сферической волной  $B$  (см. формулу (20)) свойства мнимого изображения точечного объекта, как и прежде, определяются четвертым членом формулы (13):

$$\beta B A_0 A_r^* = e^{ik\frac{R^2}{2c}} \cdot e^{ik\frac{R^2}{2a}} \cdot e^{-ik\frac{\delta x \cdot x}{a}} \cdot e^{-ik\frac{R^2}{2b}} = e^{ik\frac{R^2}{2a'}} \cdot e^{-ik\frac{\delta x \cdot x}{a}}, \quad (27)$$

где  $a'$  — то же, что и в формулах (21), (22).

Переписывая (27) в форме выражения (26), получим

$$\beta B A_0 A_r^* = e^{ik\frac{R^2}{2a'}} \cdot e^{-ik\frac{\delta' x \cdot x}{a'}},$$

где

$$\delta' x = \frac{a'}{a} \delta x \quad (28)$$

является поперечным сдвигом мнимого изображения точечного объекта относительно оси  $z$ .

При  $c \rightarrow 0$   $a' \rightarrow 0$ , как мы уже доказали ранее, таким образом,  $\delta' x \rightarrow 0$ . В общем случае объектный пучок может рассматриваться как суперпозиция волн множества точечных источников, покрывающих поверхность объекта, для каждого из которых выполняются выведенные ранее соотношения. Это означает, что при увеличении кривизны волнового фронта восстанавливающего пучка поперечные размеры протяженного объекта уменьшаются, т. е. голограмма работает с отрицательным увеличением:

$$M = \frac{\delta' x}{\delta x} = \frac{a'}{a} < 1. \quad (29)$$

Возможность уменьшения или увеличения изображений с помощью голограммы имеет важное научно-техническое значение и находит применение в голографической микроскопии.

Другим важным параметром освещающего пучка является длина волны  $\lambda'$ . Рассмотрим влияние этого параметра на восстановление изображения проще для оптической схемы, где голограмма запи-

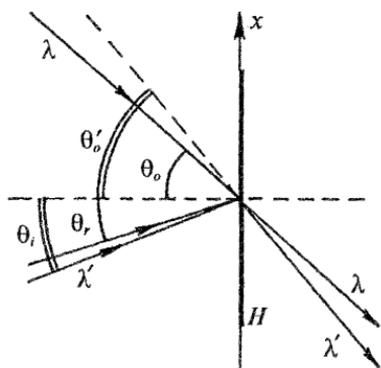


Рис. 22. Схема голографической записи и реконструкции плоскими волнами. Длина волны записи отличается от длины волны освещающего пучка при реконструкции голограммы

сывается с помощью двух плоских волн (рис. 22). При реконструкции голограммы комплексную амплитуду волны, дающей мнимое изображение, согласно формуле (13) можно записать как

$$\begin{aligned} \beta A_0 A_r^* &= \\ &= \beta e^{ik' \sin \theta_r} e^{-ik \sin \theta_0} e^{-ik \sin \theta_r} = (30) \\ &= \beta e^{-ik' \sin \theta'_0}. \end{aligned}$$

Здесь мы подразумеваем, что освещающая голограмму волна имеет угол падения  $\theta_r$ , а длина волны освещающего пучка  $\lambda'$  и волновое число  $k' = \frac{2\pi}{\lambda'}$  отлича-

ются от тех, которые были при записи, т. е.  $\lambda$  и  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ;  $\theta'_0$  — угол,

под которым распространяется восстановленная объектная волна. Период интерференционной картины, запечатленной на голограмме, определяется интерференционным членом в формуле (7):  $A_0 A_r^* + A_0^* A_r = 2 \tilde{A}_0 \tilde{A}_r \cos(\varphi - \psi) = 2 \cos[k(\sin \theta_0 + \sin \theta_r)x]$ . Отсюда

$$d = \frac{2\pi}{k(\sin \theta_0 + \sin \theta_r)} = \frac{\lambda}{\sin \theta_0 + \sin \theta_r}. \quad (31)$$

Из (30) следует, что

$$k' \sin \theta_r - k \sin \theta_0 - k \sin \theta_r = -k' \sin \theta'_0,$$

$$k'(\sin \theta_r + \sin \theta'_0) = k(\sin \theta_0 + \sin \theta_r),$$

$$\sin \theta_r + \sin \theta'_0 = \frac{\lambda'}{d}. \quad (32)$$

Выражение (32) является известным уравнением дифракционной решетки:

$$\sin \mu - \sin \rho = \pm \frac{\lambda}{d}, \quad (33)$$

где углы падающей  $\mu$  и дифрагированной  $\rho$  волн и отсчитываются от нормали к поверхности решетки, как это показано на рис. 23.

Таким образом, процесс голографической реконструкции в данном случае может быть описан как отклонение пучка дифракционной решеткой с периодом вдоль оси  $x$ , равным  $d$  (31). Заметим, что знак «+» в формуле (33) соответствует восстановлению голограммой действительного изображения, т. е. члену  $\beta VA_o^*A$ , в формуле (13).

Предположим теперь, что угол падения освещающей голограмму волны  $\theta_i$  в точности равен углу падения опорной волны при записи голограммы  $\theta_r$ . Из выражения (30) следует, что

$$k' \sin \theta_r - k \sin \theta_o - k \sin \theta_r = -k' \sin \theta'_o. \quad (34)$$

Оценим изменение угла распространения восстановленного объектного пучка  $\delta \theta'_o$  при изменении длины волны  $\delta \lambda$  освещающего пучка. Преобразуем выражение (34), умножая левую и правую части на  $\lambda'$ :

$$\sin \theta_r - \frac{\lambda'}{\lambda} \sin \theta_o - \frac{\lambda'}{\lambda} \sin \theta_r = -\sin \theta'_o. \quad (35)$$

Уравнение (35) выражает связь между переменными  $\theta'_o$  и  $\lambda'$ . Продифференцируем левую и правую части формулы (35):

$$\frac{d\lambda'}{\lambda} (\sin \theta_o + \sin \theta_r) = \cos \theta'_o \cdot d\theta'_o.$$

Поскольку  $\theta_i = \theta_r$  и  $\cos \theta'_o \approx \cos \theta_o$ , связь между малыми приращениями  $\delta \theta'_o$  и  $\delta \lambda'_o$ , если  $\theta'_o = \theta_o + \delta \theta'_o$  и  $\lambda' = \lambda + \delta \lambda'$ , можно представить следующим образом:

$$\delta \theta'_o = \frac{\sin \theta_o + \sin \theta_r}{\cos \theta_o} \frac{\delta \lambda'}{\lambda}. \quad (36)$$

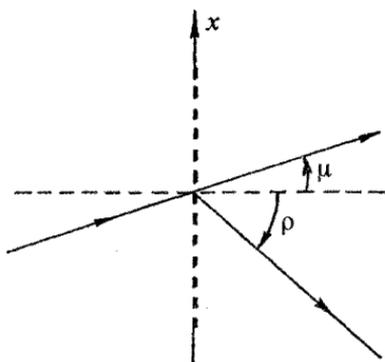


Рис. 23. Отклонение пучка дифракционной решеткой

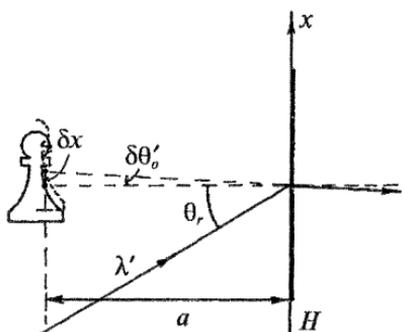


Рис. 24. Сдвиг точек изображения объекта при изменении длины волны освещающего пучка

же к краям диапазона длин волн видимого света  $\lambda' = 0,6$  мкм (оранжевый свет) или  $\lambda' = 0,5$  мкм (зеленый свет) дает  $\delta\lambda' = 0,05$  мкм и  $\delta\theta' = 0,05$  рад.

Отсюда нетрудно рассчитать поперечное смещение точек изображения объекта  $\delta x$  при изменении длины волны в зависимости от расстояния  $a$  от объекта до голограммы (из рис. 24  $\delta x \approx a \cdot \delta\theta' \approx 1$  мм, если  $a = 20$  мм). Фактически это означает, что при использовании источника белого света при восстановлении голограммы каждая точка объекта размоется в пятно с вертикальным размером  $\delta x \approx 1$  мм, что вызовет недопустимое ухудшение качества голографического изображения.

Таким образом, тонкие голограммы, записанные по традиционной схеме, имеют ограниченное применение в изобразительной голографии, где, как правило, применяются мощные осветительные источники белого света, вследствие резкого падения четкости восстановленного изображения. Решение этой проблемы было найдено двумя учеными: Денисюком (1962 г.), который предложил толстые отражательные голограммы, дающие высокое качество изображения при восстановлении источниками белого света, и Бентоном (1969 г.), который изобрел «радужную голографию», использующую тонкие голограммы в особых оптических схемах записи, когда между объектом и голограммой помещается экран в виде узкой щели.

Полученный результат можно трактовать как угловую дисперсию дифракционной решетки в виде записанного на голограмме изображения интерференционных полос. Например, для длины волны при записи голограммы, лежащей в середине диапазона видимого света,  $\lambda = 0,55$  мкм (зеленовато-желтый свет) и углов  $\theta_0 = 0$  и  $\theta_r = 30^\circ$  смещение длины волны восстанавливающего пучка бли-

При использовании источников белого света для реконструкции голограмм возникает еще одна проблема, связанная с тем, что форма волнового фронта, даваемая этими источниками, отличается от сферической, т. е. их нельзя рассматривать как точечные. Обычно это связано с конечной протяженностью нити накала осветительного прибора.

Оценим влияние размеров протяженного источника на качество голографического изображения. Обратимся к рис. 25, где изображена оптическая схема восстановления голограммы точечного источника, записанной по уже рассмотренной оптической схеме (см. рис. 21). Пусть монохроматический протяженный источник  $S_c$  расположен на расстоянии  $c$  от голограммы. Выделим на источнике некоторую точку, находящуюся на расстоянии  $\delta x$  от оси  $z$ . Комплексная амплитуда волны, освещающей голограмму из этой точки, может быть выведена аналогично тому, как это сделано в формуле (26):

$$A_o(x - \delta x, y) = e^{ik \frac{[(x - \delta x)^2 + y^2]}{2c}} = e^{ik \frac{y^2}{2c}} \cdot e^{ik \frac{x^2 - 2\delta x \cdot x + \delta x^2}{2c}} = \quad (37)$$

$$= e^{ik \frac{y^2}{2c}} \cdot e^{ik \frac{x^2}{2c}} \cdot e^{-ik \frac{\delta x \cdot x}{c}} \cdot e^{ik \frac{\delta x^2}{2c}} = e^{ik \frac{R^2}{2c}} \cdot e^{-ik \frac{\delta x \cdot x}{c}}.$$

Здесь, как и ранее, для упрощения полагаем, что интенсивность волны от освещающего точечного источника в плоскости голограммы равна 1. Выражение (37) совпадает по форме с выражением (26), полученным при оценке изменения размеров изображения объекта при изменении кривизны освещающего волнового фронта. Как и ранее, восстановленный волновой фронт, дающий мнимое изображение точечного объекта  $S_o$ , определяется четвертым членом в формуле (13):

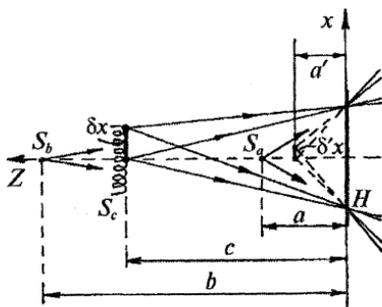


Рис. 25. Реконструкция голограммы с помощью протяженного источника света

$$\begin{aligned} \beta B A_0 A_r^* &= \beta e^{\frac{ikR^2}{2c}} \cdot e^{\frac{ikR^2}{2a}} \cdot e^{\frac{ikR^2}{2b}} \cdot e^{-ik\frac{\delta x \cdot x}{c}} = \\ &= \beta e^{ik\frac{R^2}{2}\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c}\right)} \cdot e^{-ik\frac{\delta x \cdot x}{c}} = e^{\frac{ikR^2}{2a'}} \cdot e^{-ik\frac{\delta x \cdot x}{c}}, \end{aligned} \quad (38)$$

где  $a' = \frac{1}{\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c}}$  — новое положение мнимого изображения то-

чечного источника вдоль оси  $z$ , восстановленное голограммой.

Записывая (38) в форме (37), получим

$$\beta B A_0 A_r^* = e^{ik\frac{R^2}{2a'}} e^{-ik\frac{\delta' x \cdot x}{a'}},$$

где

$$\delta' x = \frac{a'}{c} \delta x - \quad (39)$$

поперечное смещение мнимого изображения точечного объекта, вызванное поперечным смещением  $\delta x$  точечного источника восстанавливающей голограмму пучка.

Если считать, что  $\delta x$  равно поперечному размеру освещающего источника, то  $\delta' x$  дает оценку поперечного размытия изображения точечного объектного источника  $S_o$ . Так, например, при  $c = b = 1500$  мм и  $\delta x = 5$  мм  $\delta' x = 0,1$  мм, т. е. ухудшение качества изображения составляет почти заметную на глаз величину. При  $c = 300$  мм,  $b = 1500$  мм и  $\delta x = 5$  мм  $\delta' x = 0,5$  мм, и качество изображения недопустимо ухудшается.

### 1.7. Дифракционная эффективность тонких амплитудных и фазовых голограмм

Поскольку в изобразительной голографии важно получить максимально яркое изображение, важной характеристикой голограммы является так называемая дифракционная эффективность, характеризующая долю энергии света, идущую в наблюдаемое изображение от энергии освещающего пучка. Параметр —

дифракционную эффективность — наиболее удобно ввести для простого случая, когда опорный и объектный пучки являются плоскими волнами. В этом случае дифракционная эффективность

$$\eta = \frac{I_{img}}{I_i},$$

где  $I_{img}$  — интенсивность восстановленного голограммой пучка, несущего мнимое изображение;  $I_i$  — интенсивность пучка, освещающего голограмму.

Оценим максимальную дифракционную эффективность для тонких амплитудных голограмм. Пусть голограмма записывается с помощью двух плоских волн с комплексными амплитудами  $A_o$  и  $A_r$ , которые в плоскости голограммы можно записать следующим образом:

$$A_o(x) = \tilde{A}_o e^{-ik \sin \theta_o \cdot x};$$

$$A_r(x) = \tilde{A}_r e^{ik \sin \theta_r \cdot x}.$$

Тогда интенсивность света в плоскости голограммы можно представить так:

$$\begin{aligned} I &= |A_o + A_r|^2 = \tilde{A}_o^2 + \tilde{A}_r^2 + \tilde{A}_o \tilde{A}_r e^{ik(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x} + \tilde{A}_o \tilde{A}_r e^{-ik(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x} = \\ &= \tilde{A}_o^2 + \tilde{A}_r^2 + \tilde{A}_o \tilde{A}_r \cos[k(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x]. \end{aligned}$$

Отсюда общую энергию экспозиции фотопластинки можно записать как

$$I \cdot t = C + D \cos[k(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x]. \quad (40)$$

Синусоидальные вариации энергии экспозиции (см. рис. 2) по поверхности фотопластинки порождают синусоидальные вариации коэффициента амплитудного пропускания  $\tau$  фотопластинки, если амплитуда вариаций энергии экспозиции на выходит за пределы линейного участка кривой  $\tau(I \cdot t)$ . Следовательно, коэффициент амплитудного пропускания фотопластинки

$$\tau(x) = E + F \cos[k(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x].$$

Произведем реконструкцию голограммы опорной волной единичной интенсивности, т. е.

$$B(x) = e^{ik \sin \theta_r \cdot x}; \quad I_B = |B|^2 = 1.$$

Комплексную амплитуду светового поля непосредственно за голограммой можно записать так:

$$\begin{aligned} A_o &= E e^{ik \sin \theta_r \cdot x} + \frac{F}{2} e^{ik \sin \theta_r \cdot x} \left[ e^{ik(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x} + e^{-ik(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x} \right] = \\ &= E e^{ik \sin \theta_r \cdot x} + \frac{F}{2} e^{-ik \sin \theta_o \cdot x} + \frac{F}{2} e^{ik \sin \theta_o \cdot x} e^{i2k \sin \theta_r \cdot x}. \end{aligned} \quad (41)$$

Из выражения (41) видно, что физическая амплитуда  $\tilde{A}_{img}$ , а следовательно, и интенсивность восстановленной объектной волны  $I_{img}$  (второй член в выражении (41)) определяется множителем  $F/2$ :

$$A_{img} = \frac{F}{2}; \quad I_{img} = \frac{F^2}{4}, \quad (42)$$

Чем больше амплитуда вариаций коэффициента амплитудного пропускания фотопластинки  $F/2$ , тем больше амплитуда и интенсивность восстановленной объектной волны. Чтобы увеличить  $F/2$ , необходимо увеличить амплитуду вариаций интенсивности света в интерференционной картине, т. е. амплитуду вариаций энергии экспозиции по поверхности фотопластинки, одновременно не выходя за пределы линейного участка кривой  $\tau(I \cdot t)$ .

На рис. 26 изображен идеализированный случай, когда зависимость  $\tau(I \cdot t)$  полностью линеаризована и вариация энергии экспозиции охватывает весь линейный диапазон изменения  $\tau$  от  $I \cdot t$ . Практически это можно осуществить, установив соотношение интенсивностей объектного и опорного пучков  $R = 1$  и соответствующим образом подобрав общее время

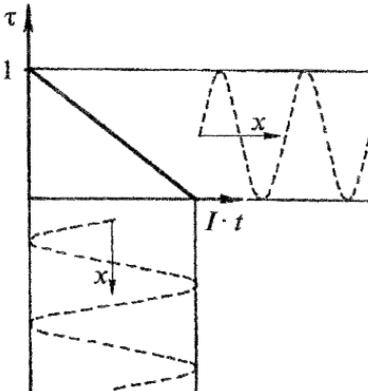


Рис. 26. Линейный отклик идеализированного фотоматериала

спонирования фотопластинки. Запишем коэффициент амплитудного пропускания для идеализированного случая:

$$\tau = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos [k (\sin \theta_o + \sin \theta_r) x]. \quad (43)$$

Таким образом, в предельном случае линейного отклика фотоматериала коэффициент  $F$  может принимать максимальное значение  $F_{\max} = 1/2$ , и из формулы (42) следует, что дифракционная эффективность пучка, несущего мнимое изображение:

$$\eta = \frac{I_{img}}{I_i} = \frac{F^2}{4} = \frac{1}{16} = 6,25 \%,$$

6,25 % — это предельное значение дифракционной эффективности для тонких амплитудных голограмм в идеализированном приближении линейного отклика регистрирующей среды.

Видно, что дифракционная эффективность для пучка, несущего действительное изображение, в данном случае тоже  $\frac{F^2}{4} = \frac{1}{16} = 6,25 \%$ ,

а энергетическая доля ослабленного при прохождении голограммы освещающего пучка (описываемого первым членом формулы (41))  $E^2 = \frac{1}{4} = 25 \%$ , поскольку  $E = F = 1/2$ . Таким образом,

общая доля света, прошедшего через голограмму, составляет  $6,25 \% + 6,25 \% + 25 \% = 37,5 \%$  от падающего пучка, т. е. 62,5 % падающего света бесполезно теряются в амплитудной голограмме вследствие поглощения. Поскольку высокое поглощение, присущее амплитудным голограммам на фотографических материалах, препятствует получению ярких голографических изображений, были предложены методы увеличения яркости голографического изображения путем преобразования амплитудного серебряного изображения интерференционной картины, запечатленной на голограмме, в некоторую не поглощающую свет фазовую структуру.

Рассмотрим два основных способа перевода серебряного изображения в прозрачную фазовую структуру. Поперечные сечения фотоэмульсионного слоя голограммы, записанной двумя плоскими пучками, отражают запечатленную интерференционную структуру

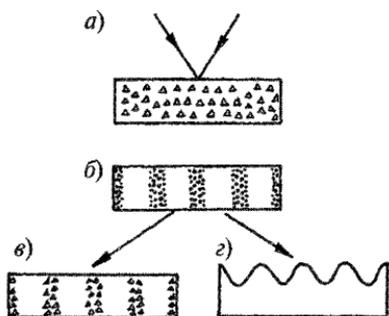
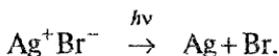


Рис. 27. Схема преобразования амплитудного (поглощающего) серебряного изображения интерференционных полос голограммы в прозрачное фазовое изображение

того изображения — агрегаты (кластеры) металлического серебра, состоящие из не менее четырех атомов Ag. Суммарно весь фотохимический процесс можно представить в виде химической реакции:



Агрегаты металлического серебра, находящиеся в микрокристаллах AgBr, играют роль катализатора химического восстановления серебра до металлического состояния при проявлении фотоэмульсии, увеличивая скорость реакции до такой степени, что экспонированный микрокристалл галоида серебра может целиком превратиться в металлическое серебро прежде, чем неэкспонированный микрокристалл вступит в реакцию. Химическое восстановление галоида серебра до металлического состояния обычно проводят, используя специальные вещества — восстановители: метол, гидрохинон, фенидон, амидол. При использовании гидрохинонового проявителя реакцию процесса восстановления можно представить так:

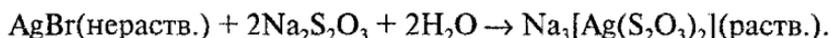


где  $\text{O} = \text{C}_6 \text{H}_4 = \text{O}$  (хинон) — продукт окисления проявляющего вещества.

в данном случае в виде строго периодической решетки. На рис. 27, а показано поперечное сечение фотоэмульсии до экспонирования когерентным светом. Фотоэмульсионный слой состоит из мелких кристалликов галоида серебра AgBr, диспергированного в слое фотографического желатина. В результате сложных фотохимических реакций во время экспонирования фотоэмульсии, сенсibilизированной с помощью специальных красителей к видимому свету, в микрокристаллах галоида серебра образуются центры скрытого изображения

В результате проявления происходит усиление скрытого изображения в миллионы раз, и почернение фотографической пластинки создается множеством непрозрачных зерен металлического серебра, задерживающих и поглощающих световые лучи.

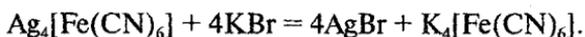
Обычно процесс обработки содержит операцию фиксирования фотопластинок в растворах, содержащих тиосульфат натрия, для удаления неэкспонированных, непроявленных зерен галоида серебра путем перевода галоида серебра из нерастворимого в воде состояния в растворимое согласно следующей химической реакции:



Следует особо отметить важную роль желатина в структуре фотографической эмульсии. Желатин представляет собой белковое соединение, получаемое из соединительных тканей высших животных. В водной среде желатин способен к набуханию и образованию студня (студенению). На стадии изготовления фотографической эмульсии желатин является средой, способной регулировать рост микрокристаллов галоидов серебра, поддерживая их во взвеси (взвешенном состоянии). На стадии химической обработки фотоэмульсии после экспонирования желатин обеспечивает доступ химических реагентов, находящихся в водных растворах, к микрокристаллам галоидов серебра.

На рис. 27, б представлено поперечное сечение проявленного фотоэмульсионного слоя, содержащего изображение интерференционной картины в виде чередующихся светлых и темных участков с разной плотностью зерен металлического серебра, что соответствует записи тонкой амплитудной голограммы с коэффициентом пропускания  $\tau$ , описываемым формулой (43).

Перевод амплитудного изображения в фазовое может быть осуществлен путем проведения так называемой операции отбеливания, при которой происходит окисление серебра по схеме  $\text{Ag}^0 \rightarrow \rightarrow \text{Ag}^+$  в процессе химической реакции. Одновременно с этим многовалентный ион металла (из обрабатывающего раствора) восстанавливается до низшего валентного состояния, например,  $\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+}$ . Приведем в качестве примера химические реакции, происходящие при отбеливании фотопластинки в растворе, содержащем красную кровяную соль и бромистый калий:



Из этих реакций следует, что в толщине фотоэмульсии вместо поглощающих свет зерен металлического серебра Ag образуются прозрачные кристаллики галоида серебра AgBr (рис. 27, в). Показатель преломления соединения AgBr в видимой области спектра ( $n = 2,25$  для желтого света) существенно выше показателя преломления окружающего микрокристаллы AgBr желатина ( $n = 1,52$ ), что приводит к модуляции среднего показателя преломления фотоэмульсии в соответствии с интерференционной картиной. Так образуется фазовая голограмма, свойства которой мы рассмотрим далее.

Другой способ получения фазовой голограммы на фотоэмульсии — образование поверхностного рельефа, форма которого повторяет распределение интенсивности в интерференционной картине (рис. 27, г). При этом серебряное изображение с помощью специальной химической обработки полностью удаляется из фотоэмульсионного слоя так, что абсорбционная способность фотопластинки практически сведена к нулю. Такой способ основан на химической способности макромолекул желатина образовывать поперечные связи (дубление) под действием продуктов окисления проявляющего вещества при проявлении. Процесс дубления желатина наиболее эффективно проходит в непосредственной близости от мест с максимальной плотностью серебряного изображения. Более сильно задубленный желатин в этих местах обладает меньшей набухательной способностью (т. е. меньше впитывает в себя воды, находясь в водных растворах). При сушке фотопластинки более задубленные участки желатина сохнут быстрее, что приводит к возникновению сил натяжения в фотоэмульсионном слое, формирующих поверхностный рельеф (см. рис. 27, г).

Оценим дифракционную эффективность тонкой фазовой голограммы для случая, изображенного ранее (см. рис. 27, в). Как и для тонких амплитудных голограмм, будем рассматривать процесс записи голограммы с помощью двух плоских волн, падающих на голограмму под углами  $\theta$ , и  $\theta_0$ . Концепция тонких голограмм предусматривает введение коэффициента пропускания

$(x, y)$  голограммы. При реконструкции голограммы комплексную амплитуду светового поля, распространяющегося за голограммой, можно узнать, вычислив произведение  $B \cdot \tau(x, y)$ , где  $B$  — комплексная амплитуда освещающей волны. В рассматриваемом случае  $\tau(x, y)$  можно трактовать как чисто комплексную величину, отражающую фазовый набег различных лучей света, прошедших через участки фотоэмульсии с разным показателем преломления (так называемое приближение Рамана—Ната). Предположим, что изменение показателя преломления фотоэмульсии после процесса обработки пропорционально энергии экспозиции. Этот факт можно выразить в виде формулы

$$n(x, y) = n_0 + \Delta n,$$

где  $n_0$  — средний показатель преломления фотоэмульсии;  $\Delta n = \chi_1 I t$  — изменение показателя преломления вследствие перевода серебряного изображения интерференционной картины в фазовое изображение в виде прозрачных микрокристаллов галоида серебра.

Обратимся к рис. 28, на котором изображена схема реконструкции тонкой фазовой голограммы освещающим пучком, совпадающим с опорным. Поскольку приближение тонких голограмм отвечает условию  $d \gg T$  (период голографической структуры должен быть существенно больше ос толщины), можно пренебречь смещением геометрических лучей  $\delta x$  в выходной плоскости голограммы  $(x, y)$  из-за небольшого угла преломления  $\theta_{ng}$ . Фазовый набег света  $\Delta\phi$ , дошедшего до выходной плоскости  $(x, y)$ , легко вычислить вдоль геометрических лучей 1, 2, 3, ..., учитывая зависимость

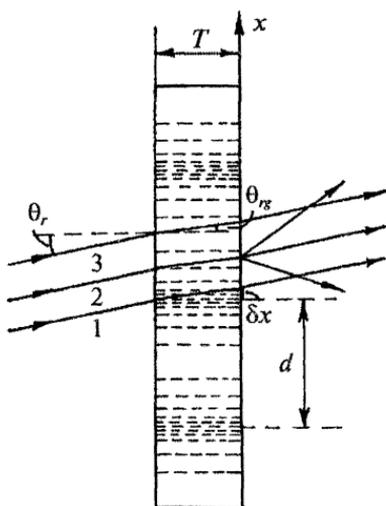


Рис. 28. Диаграмма для расчета фазового набег света, прошедшего через тонкую фазовую голограмму с модуляцией показателя преломления внутри фотоэмульсионного слоя

показателя преломления от координаты  $x$  и толщину фотоэмульсии  $T$ :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n(x) T = kT \left\{ n_0 + \chi_1 \left[ C + D \cos \left\{ k (\sin \theta_o + \sin \theta_r) x \right\} \right] \right\}.$$

Таким образом, комплексный коэффициент пропускания, умножение на который изменяет фазу прошедшей через голограмму волны, можно выразить как

$$\tau(x) = e^{i\Delta\varphi} = e^{ikT(n_0 + \chi_1 C)} \cdot e^{ikT\chi_1 D \cos[k(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x]}.$$

Отбрасывая несущественные постоянные фазовые множители и обозначая  $kT\chi_1 D = m_1$ , коэффициент пропускания можно преобразовать к виду

$$\tau(x) = e^{im_1 \cos[k(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x]}, \quad (44)$$

где  $m_1$  — амплитуда модуляции фазы прошедшей через голограмму волны.

Произведем реконструкцию голограммы, используя, как и ранее, опорную волну  $B$  единичной интенсивности:

$$B = e^{ik \sin \theta_r \cdot x}; \quad I_B = |B|^2 = 1.$$

Комплексную амплитуду светового поля непосредственно за голограммой можно представить следующим образом:

$$B \cdot \tau = e^{ik \sin \theta_r \cdot x} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(m_1) e^{ink(\sin \theta_o + \sin \theta_r)x}, \quad (45)$$

где  $J_n$  — функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка.

Здесь мы использовали разложение Фурье—Бесселя. Выражение (45) показывает, что в данном случае за голограммой будет распространяться большое количество волн, что связано с принципиальной нелинейностью фазового способа записи голограммы, так как величина экспозиции  $I \cdot t$  входит в показатель экспоненты.

Выделим из выражения (45) член, который с точностью до постоянного множителя является копией объектной волны:

$$A'_o = iJ_1(m_1)e^{-ik \sin \theta_o \cdot x}$$

Поскольку освещающая голограмма волна имеет интенсивность, равную единице, дифракционная эффективность волны, дающей обычное мнимое изображение, описывается формулой

$$\eta = I_{img} = |A'_o|^2 = J_1^2(m_1),$$

где  $J_1$  — функция Бесселя первого рода первого порядка.

Функция  $J_1^2(m_1)$  достигает максимального значения (0,339) при  $m_1 = 1,8$  (рис. 29). Таким образом, максимальная дифракционная эффективность фазовой голограммы составляет около 34 %.

Аналогичный результат получается для фазовых голограмм, записанных в виде поверхностного рельефа. В данном случае модуляция по фазе пучка, освещающего голограмму, происходит за счет разного пробега света в средах с различным коэффициентом преломления — желатине (показатель преломления  $n_o = 1,5$ ) и воздуха (показатель преломления  $n_a = 1$ ) (рис. 30). Введем функцию толщины фотоэмульсионного слоя:

$$T = T_0 + \Delta T(x),$$

где  $T_0$  — средняя толщина эмульсии;  $\Delta T$  — вариация толщины фотоэмульсии, определяемая энергией экспозиции, т. е.  $\Delta T = \chi_2 I \cdot t$ .

Так же как и для голограмм с модуляцией показателя преломления, будем пренебрегать неболь-

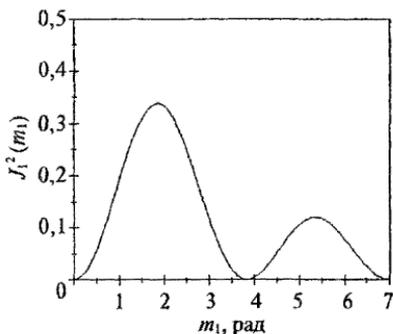


Рис. 29. График функции  $J_1^2(m_1)$

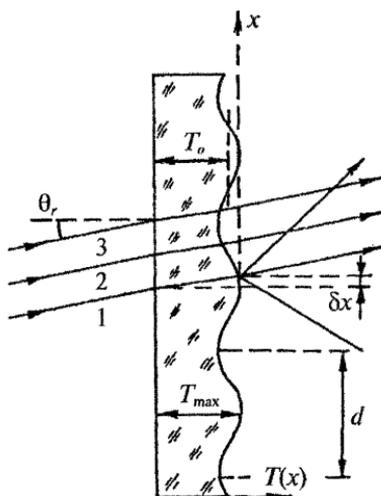


Рис. 30. Схема для расчета фазового набегания света, прошедшего через тонкую фазовую голограмму с модуляцией высоты рельефа на поверхности фотоэмульсии

ним смещением световых лучей  $\delta x$  в выходной плоскости  $(x, y)$  внутри и вне фотоэмульсионного слоя вследствие преломления на границах раздела. Запишем функцию фазового набега освещающего пучка (он, как и прежде, выбран равным опорному) от координаты  $x$  в выходной плоскости  $(x, y)$ , учитывая разный оптический путь в воздухе и желатине:

$$\Delta\varphi = kn_0T(x) + kn_a[T_{\max} - T(x)] = kT_{\max} + kT(x)(n_0 - 1);$$

здесь учтено, что показатель преломления воздуха  $n_a = 1$ .

Таким образом, фазовый набег:

$$\Delta\varphi = kT_{\max} + k(n_0 - 1)T_0 + k(n_0 - 1)\chi_2\{C + D\cos[k(\sin\theta_o + \sin\theta_r)x]\}.$$

Отбрасывая несущественные постоянные фазовые множители, комплексный коэффициент пропускания голограммы можно записать так:

$$\tau(x) = e^{im_2 \cos[k(\sin\theta_o + \sin\theta_r)x]}, \quad (46)$$

где  $m_2 = k(n_0 - 1)\chi_2D$ .

Формула (46) эквивалентна формуле (44), т. е. и в этом случае максимальная дифракционная эффективность фазовой голограммы равна 33,9 %.

Существенное увеличение дифракционной эффективности фазовых голограмм по сравнению с амплитудными (более чем в 5 раз) предопределило применение их в изобразительной голографии для получения ярких изображений самых разнообразных объектов.

## 1.8. Объемные пропускающие голограммы. Условие Брэгга

Описанные свойства голограмм базируются на приближении тонких голограмм, соответствующем условию  $d \gg T_0$ , где  $d$  — период интерференционной картины, записанной на голограмму,  $T_0$  — средняя толщина фотоэмульсионного слоя. Очевидно, что такой подход будет «не совсем» применим, если выполняется обратное условие:  $d \ll T_0$ . В этом случае необходимо учитывать дифракцию освещающего голограмму пучка внутри фотоэмульсионного слоя,

не позволяет ввести коэффициент пропускания голограммы и представить волну в выходной плоскости голограммы как произведение  $B \cdot \tau(x, y)$ , где  $\tau(x, y)$  вычисляется с помощью геометрического подхода, продемонстрированного ранее (см. рис. 28, 30). Однако и в данной ситуации геометрический подход оказывается недостаточным для предсказания некоторых свойств «толстых» голограмм.

Рассмотрим голограмму, записанную с помощью двух плоских пучков, падающих симметрично относительно нормали к поверхности фотопластинки под углами  $\theta_0$  и  $\theta_r$  (в воздухе),  $\theta_0 = \theta_r$ . Длина волны когерентного света в воздухе при записи голограммы равна  $\lambda$ . Те же параметры световых пучков внутри фотоэмульсии обозначим  $\theta_{0g}$ ,  $\theta_{rg}$  и  $\lambda_g$ . Если голограмма обработана способом, показанным ранее (см. рис. 27, в), голографическая структура будет представлять собой плоские слои с одинаковым показателем преломления, перпендикулярные поверхности фотопластинки (рис. 31). Таким образом, показатель преломления в плоском слое, параллельном поверхности фотопластинки,

$$n = n_0 + n_1 \cos[(k_2 \sin \theta_r) x] = n_0 + n_1 \cos[(k_g 2 \sin \theta_{rg}) x], \quad (47)$$

где  $k_g = \frac{2\pi}{\lambda_g} \left( \lambda_g = \frac{\lambda}{n_0} \right)$ .

Выражение (47) отражает тот факт, что период интерференционной картины в данной схеме записи голограммы одинаков как в воздухе, так и внутри фотоэмульсии. Его можно определить так:

$$d = \frac{\lambda_g}{2 \sin \theta_{rg}}, \quad (48)$$

где  $\lambda_g$  — длина волны когерентного света в фотоэмульсионном слое со средним показателем преломления  $n_0$ .

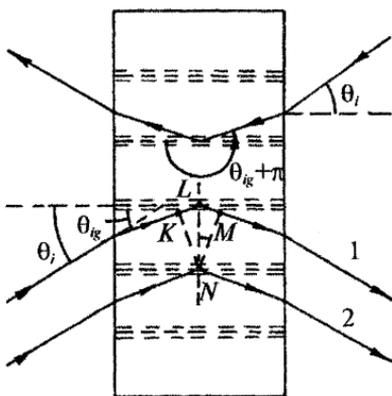


Рис. 31. Структура трехмерной фазовой голограммы. Реконструкция голограммы опорной волной и обращенной опорной волной

Осветим голографическую структуру (см. рис. 31) пучком света с той же длиной волны, что при записи голограммы, под произвольным углом  $\theta_i$  к нормали к поверхности фотоэмульсионного слоя. Процесс дифракции света внутри голографической структуры в приближении геометрической оптики можно трактовать как частичное отражение света на плоских слоях запечатленной в фотоэмульсии интерференционной структуры. Очевидно, что дифрагированная волна будет наблюдаться только в том случае, если фазы пучков, распространяющихся вдоль лучей  $1, 2, 3, \dots$ , будут согласованы. Условие согласования фаз легко вывести, если рассмотреть разность хода между лучами  $1$  и  $2$ . Фаза световых колебаний в точках  $M$  и  $N$ , лежащих на линии, перпендикулярной лучам  $1$  и  $2$ , должна различаться на  $2\pi$ . Следовательно,  $KL + LM = \lambda_g$ ,  $LN = d$ , что приводит к следующему условию:

$$2d \sin \theta_{ig} = \lambda_g, \quad (49)$$

где  $\theta_{ig}$  — угол падения восстанавливающего пучка внутри фотоэмульсии, измеряемый от нормали к поверхности голограммы.

Условие (49) носит название закона Брэгга и было введено при объяснении дифракции рентгеновских лучей на атомных плоскостях кристаллов. Угол  $\theta_{ig}$ , при котором условие (49) выполняется, называется углом Брэгга, а плоские слои, от которых отражается свет, — брэгговскими плоскостями. Заметим, что при  $\theta_{ig} = \theta_{rg}$  ( $\theta_i = \theta_r$  в воздухе) формулы (49) и (48) совпадают, что свидетельствует о том, что при восстановлении голограммы опорным пучком с тем же углом падения, что и при записи, условие Брэгга автоматически выполняется. Условие Брэгга налагает жесткие ограничения на наблюдение различных изображений при восстановлении голограммы произвольного сложного объекта. Это означает, что при  $\theta_i = \theta_r$  будут наблюдаться только мнимое изображение объекта и ослабленный по интенсивности освещающий голограмму пучок. Действительное изображение объекта, связанное с членом  $\beta A_o^* A_r^2$  в уравнении (15) для тонких голограмм, а также изображения, связанные с нелинейными членами в разложении (45), будут значительно ослаблены, так как не удовлетворяют условию Брэгга. Однако яркое действительное изображение может быть восстановлено при изменении условий освещения голограммы. Дело в

том, что условию существования яркой дифрагированной волны помимо (49) удовлетворяет также выражение

$$2d\sin\theta_g = -\lambda_g, \quad (50)$$

которое выполняется для угла  $\pi - \theta_g$  (см. рис. 31), когда на голограмму падает обращенный плоский опорный пучок. Это означает, что при освещении голографической структуры обращенным опорным пучком будет восстановлена обращенная объектная волна (см. рис. 31). Таким образом, при записи «толстой», или «объемной», голограммы двумя плоскими пучками существуют по крайней мере две возможности восстановления яркого объектного и обращенного объектного пучков. При переходе к объектным волновым фронтам произвольной формы эти два варианта освещения голограммы реализуются в возможность получения яркого либо мнимого, либо действительного изображения. Как показывает анализ, при произвольном объектном волновом фронте сложную структуру голограммы можно представить в виде совокупности брэгговских отражательных плоскостей, направленных под всевозможными углами. Для того чтобы получить яркое восстановленное изображение, освещающий пучок должен удовлетворять условию (49) либо условию (50) одновременно для всех брэгговских плоскостей. Для объемной голограммы такое возможно только в двух случаях, изображенных на рис. 32. При освещении объемной голограммы опорным пучком образуется яркое мнимое изображение объекта, а при освещении голограммы обращенным опорным пучком образуется яркое действительное изображение объекта. Все остальные пучки и изображения, наличие которых характерно при восстановлении тонких голограмм, в данном случае подавляются как

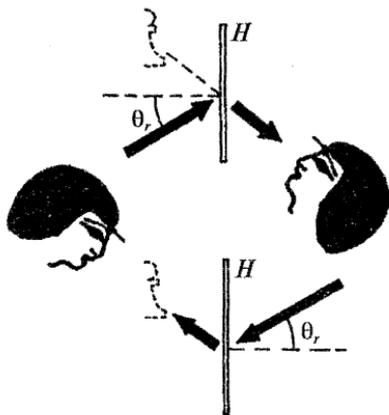


Рис. 32. Реконструкция мнимого и действительного изображений для голограммы произвольного объекта

не соответствующие условию Брэгга. Следует также отметить, что опорный волновой фронт при записи объемной голограммы не обязательно должен быть плоским, а может иметь произвольный радиус кривизны. Укажем также на то, что условие Брэгга автоматически выполняется при освещении голограммы опорной или обратной опорной волной независимо от оптической плотности среды, в которой находится голограмма, так как изменение угла освещающего пучка при входе в фотоэмульсионную среду за счет преломления компенсируется изменением длины волны света внутри фотоэмульсии.

Описанный простой геометрический подход к дифракции света на объемных голографических структурах позволяет качественно объяснить основные свойства объемных голограмм. Количественная теория, позволяющая вычислить значения дифракционной эффективности «толстой» (объемной) голограммы в зависимости от глубины модуляции показателя преломления  $n_1$ , толщины фотоэмульсии, периода интерференционной картины  $d$  и отклонения угла падения освещающего пучка  $\delta\theta$ , от угла Брэгга, была предложена Когельником. Эта теория предсказывает, что дифракционная эффективность объемной голограммы  $\eta$  является периодической функцией толщины фотоэмульсионного слоя при прочих фиксированных параметрах и при угле падения освещающего пучка, близком к углу Брэгга, может достигать значения 100 %. Проведенные эксперименты показали довольно хорошее согласие с выводами теории Когельника, и получение голограмм с дифракционной эффективностью 80–90 % является обычным в экспериментальной практике для самых разнообразных голографических записывающих сред (не только для галоидосеребряных фотоэмульсий).

Вернемся к условию Брэгга (49). Рассмотрим случай, когда длина волны освещающего пучка в фотоэмульсии  $\lambda'_g$  не совпадает с длиной волны  $\lambda_g$  при записи голограммы. Продифференцируем обе части выражения (49), считая период структуры фиксированной величиной:  $2d\cos\theta_{ig} \cdot d\theta_{ig} = d(\lambda'_g)$ , и учтем, что  $d = \frac{\lambda_g}{2\sin\theta_{rg}}$ , где

— угол преломления опорного пучка внутри фотоэмульсионно-  
слоя. Отсюда

$$d\theta_{ig} = \frac{\sin\theta_{rg}}{\cos\theta_{ig}} \frac{d(\lambda'_g)}{\lambda_g}. \quad (51)$$

Рассмотрим малые вариации длины волны освещающего голограмму пучка  $\delta(\lambda'_g)$  вблизи значения длины волны света при записи голограммы  $\lambda_g$ , при этом считая, что  $\cos\theta_{ig} \approx \cos\theta_{rg}$ . Таким образом, дифференциальная формула (51) может быть переписана в виде

$$\frac{\delta(\lambda'_g)}{\lambda_g} = \text{ctg}\theta_{rg} \delta\theta_{ig}. \quad (52)$$

Формула (52) дает связь между малыми изменениями угла падения освещающего пучка (угол брэгговского рассогласования) и относительными изменениями длины волны, требуемыми для получения яркого восстановленного изображения объекта. При значениях углов  $\theta_{rg}$ , меньших  $\pi/4$ , что автоматически выполняется для голограмм типа Лейта—Упатниекса,  $\text{ctg}\theta_{rg} > 1$  (угол  $\theta_{rg}$  не может превышать угла полного внутреннего отражения для границы раздела фотоэмульсия—воздух, примерно равного  $42^\circ$ ). Следовательно, слабые изменения угла  $\theta_i$  ( $\theta_o$ ), измеренные в радианах, могут вызвать большие относительные изменения длины волны освещающего пучка, необходимые для поддержания брэгговского условия.

Рассмотрим конкретный случай, изображенный на рис. 33. Пусть углы падения объектного и опорного пучков в воздухе  $\theta_o = \theta_r = 30^\circ$  и для записи голограммы используется He—Ne лазер с длиной волны в воздухе  $\lambda = 632,8$  нм. Тогда внутри фотоэмульсионно-

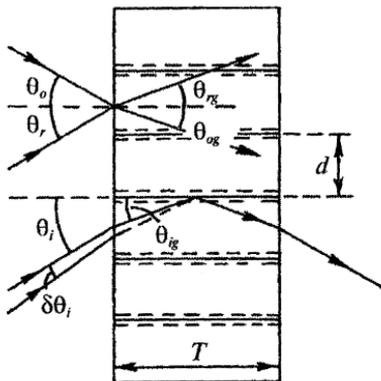


Рис. 33. Голограмма, записанная сходящимися плоскими пучками

го слоя вследствие преломления эти углы будут  $\theta_{og} = \theta_{rg} = 19,2^\circ$  при среднем показателе фотоэмульсии  $n_0 = 1,52$ . Малые отклонения угла падения освещающего пучка в воздухе связаны с малыми отклонениями угла падения освещающего пучка от угла Брэгга внутри фотоэмульсии простым соотношением, вытекающим из закона Снеллиуса:

$$\sin\theta_i = n_0 \sin\theta_{ig}, \quad \cos\theta_i \cdot d\theta_i = n_0 \cos\theta_{ig} \cdot d\theta_{ig}.$$

Следовательно, вблизи угла Брэгга отклонения углов в воздухе и фотоэмульсии связаны между собой формулой

$$\delta\theta_i \approx n_0 \frac{\cos\theta_{rg}}{\cos\theta_r} \delta\theta_{ig}.$$

При  $d\theta_{ig} = 2^\circ$  и  $d\theta_i = 3,28^\circ$   $\text{ctg}\theta_{rg} = \text{ctg}19,2^\circ = 2,87$  и относительное изменение длины волны света, требуемое для соблюдения условия Брэгга,  $\frac{\delta\lambda'_g}{\lambda_g} = \frac{\delta\lambda'}{\lambda} \approx 0,1$  при  $\delta\lambda' = 63,3$  нм в воздухе, что со-

ставляет около 21 % от всего видимого диапазона длин волн света (400–700 нм). Это свидетельствует

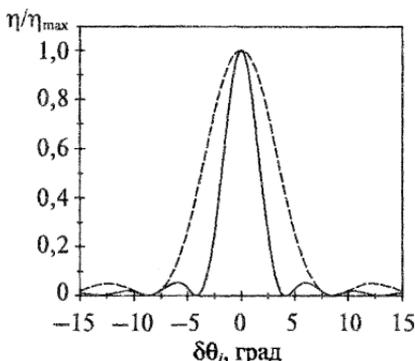


Рис. 34. Зависимости нормированной дифракционной эффективности объемной фазовой голограммы от угла брэгговского рассогласования для толщин фотоэмульсии  $T_1 = 7$  мкм (пунктирная кривая) и  $T_2 = 14$  мкм (сплошная кривая)

о высокой угловой селективности объемных пропускающих голограмм (т. е. при небольшом отклонении угла падения восстанавливающего голограмму пучка от угла Брэгга дифракционная эффективность на длине волны записи резко падает). Количественную оценку угловой селективности «толстых» пропускающих голограмм можно сделать, воспользовавшись результатами теории Когельника.

На рис. 34 даны зависимости дифракционной эффективности «толстых» фазовых голограмм от угла брэгговского рассогласова-

$\delta\theta$ , нормированные на максимальное значение дифракционной эффективности  $\eta_{\max}$ , достигаемое при  $\theta_i = \theta_r$ . Параметры фотографической записи были следующие:  $\theta_o = \theta_r = 30^\circ$ ,  $\theta_{og} = \theta_{rg} = 19,2^\circ$ ,  $\lambda = 632,8$  нм (He-Ne лазер),  $n_0 = 1,52$ ,  $n_1 = 0,01$  и период фотографической структуры  $d = 0,63$  мкм. Кривые приведены для двух значений толщины фотоэмульсионного слоя:  $T_1 = 7$  мкм (соответствующее значение максимальной дифракционной эффективности  $\eta_{\max} = 13\%$ ) и  $T_2 = 14$  мкм (соответствующее значение  $\eta_{\max} = 45\%$ ). Все эти параметры характерны для записи «толстых» фазовых голограмм на фотоэмульсионных слоях по схеме Лейта-Упатниекса. При увеличении толщины фотоэмульсионного слоя, как и следует ожидать, происходит переход от тонкой голограммы с низкой дифракционной эффективностью к объемной голографической структуре, и, вследствие более строгого выполнения условия Брэгга, угловая селективность и дифракционная эффективность голограммы значительно возрастают.

Возвращаясь к формуле (52), можно сделать следующий вывод:

Высокой угловой селективности объемных фазовых пропускающих голограмм соответствует, наоборот, низкая спектральная селективность, выражающаяся в том, что относительно небольшие изменения длины волны восстанавливающего голограмму пучка не приводят к сильному нарушению условия Брэгга. Это показано на рис. 35, где приведены зависимости, полностью аналогичные зависимостям на рис. 34, только вместо отклонения угла падения освещающего пучка  $\delta\theta$ , от угла Брэгга вдоль оси абсцисс отложены значения отклонения длины волны освещающего пучка  $\delta\lambda'$  от длины волны света при записи голограммы

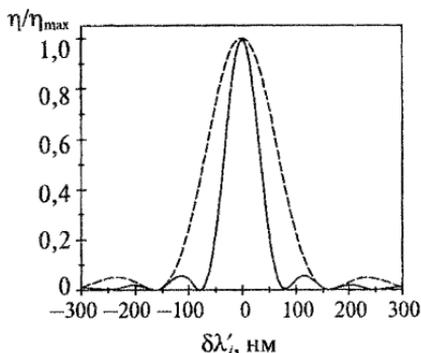


Рис. 35. Зависимости нормированной дифракционной эффективности трехмерной голограммы от вариации длины волны освещающего пучка  $\delta\lambda'$  для разных толщин фотоэмульсионного слоя:  $T_1 = 7$  мкм (штриховая кривая) и  $T_2 = 14$  мкм (сплошная кривая);  $\lambda = 632,8$  нм

(в воздухе) при прочих одинаковых параметрах. Дифракционная эффективность падает до нуля лишь при больших значениях  $\delta\lambda' = 80 - 150$  нм, в зависимости от толщины фотоэмульсии. Фактически это означает, что при реконструкции некогерентным светом объемная пропускающая голограмма ведет себя как тонкая, т. е. восстанавливает одинаково хорошо изображение в широком диапазоне длин волн, что, вообще говоря, должно привести к размытию изображения. Оценим качество изображения в данном случае аналогично тому, как это было сделано в разд. 1.6. Воспользуемся формулой (36):

$$\delta\theta'_0 = \frac{\sin\theta_0 + \sin\theta_r}{\cos\theta_0} \frac{\delta\lambda'}{\lambda}$$

Дифференциальная формула (36) позволяет оценить малое изменение угла распространения объектного пучка при изменении длины волны восстанавливающего голограмму пучка. При  $\delta\lambda' = 80$  нм, что соответствует примерно полуширине пика спектральной селективности голограммы при толщине фотоэмульсии  $T_2 = 14$  мкм и  $\theta_0 = \theta_r = 30^\circ$ , при  $\lambda = 632,8$  нм  $\delta\theta'_0 = 0,146$  рад  $\approx 8^\circ$ .

Исходя из величины  $\delta\theta'_0$ , можно оценить размытие изображения точки объекта. Обратимся к рис. 36. Изменение длины волны восстанавливающего пучка вызывает изменение направления распространения объектной волны, что в свою очередь вызывает перемещение изображения точки объекта  $\delta x$  в вертикальном направлении (перемещением изображения точки объекта в горизонтальном направлении пренебрегаем). Несложный анализ геометрической схемы (см. рис. 36) позволяет выразить  $\delta x$  через  $\delta\theta'_0$ :

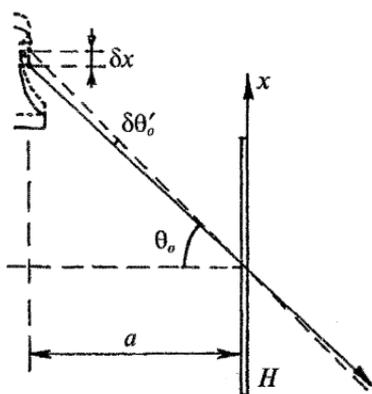


Рис. 36. Геометрическая схема, поясняющая размытие точек изображения объекта при большом угле между опорной и объектной волнами

$$\delta x \approx \frac{a}{\cos^2 \theta_0} \delta \theta'_0. \quad (53)$$

Подставляя в формулу (53) значения параметров  $\delta \theta'_0 = 0,146$  рад,  $30^\circ$  и  $a = 20$  мм, получим  $\delta x \approx 3,9$  мм, что свидетельствует о неустойчивом ухудшении качества голографического изображения. Таким образом, низкая спектральная селективность «толстых» голограмм, записанных в схеме Лейта—Упатниекса, препятствует конструкции этого типа голограмм с использованием источника белого света.

## 2. ОБЪЕМНЫЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ГОЛОГРАММЫ

### 2.1. Основные принципы записи и реконструкции отражательных голограмм, предложенные Ю. Н. Денисюком

Высокая яркость изображения объектов, даваемая фазовыми голограммами, предопределила их использование в изобразительной голографии. Большое распространение получили так называемые объемные отражательные фазовые голограммы, поскольку они позволяют восстанавливать изображение в белом свете, не прибегая к монохроматическому свету лазера. Объемные отражательные голограммы были предложены петербургским физиком Ю. Н. Денисюком в 1962 г. и позволили получать изображение такого высокого качества, которое было невозможно ранее.

На рис. 37 изображена оптическая схема записи голограмм Денисюка. Опорная волна из точечного источника  $S$ , проходит через фотопластинку (неэкспонированная, непроявленная фотопластинка практически прозрачна для света) и

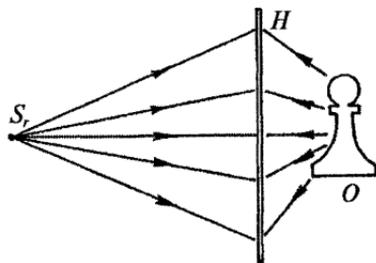


Рис. 37. Запись голограмм в оптической схеме Денисюка

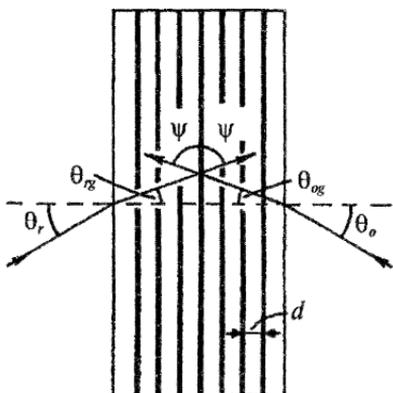


Рис. 38. Запись отражательной объемной голограммы двумя плоскими пучками

поверхности фотопластинки ( $\theta_o = \theta_r$  в воздухе, рис. 38). Здесь и далее мы не будем принимать во внимание оптические свойства стеклянной подложки, на которую нанесен фотоэмульсионный слой, считая, что показатель преломления стекла равен среднему показателю преломления фотоэмульсии. Соответствующие углы преломления пучков внутри фотоэмульсионного слоя также равны между собой:  $\theta_{og} = \theta_{rg}$ , и их можно вычислить, воспользовавшись формулой Снеллиуса:

$$n_0 = \frac{\sin \theta_r}{\sin \theta_{rg}} = \frac{\sin \theta_o}{\sin \theta_{og}}.$$

Поскольку угол между двумя пучками внутри фотоэмульсии равен  $2\psi$ , причем  $\psi = \pi/2 - \theta_{og} = \pi/2 - \theta_{rg}$ , то, воспользовавшись ранее выведенной формулой (48), можно вычислить период  $d$  интерференционных полос:

$$d = \frac{\lambda_g}{2 \sin \psi},$$

где  $\lambda_g = \frac{\lambda}{n_0}$  — длина волны света в фотоэмульсии;  $n_0$  — средний показатель преломления фотоэмульсии.

освещает объект  $O$ . Отраженная от объекта  $O$  световая волна образует объектный пучок и падает на голограмму с другой стороны. Таким образом, объектная и опорная волны двигаются навстречу друг другу в толщине фотоэмульсии. Структура интерференционных полос наиболее просто выглядит, если опорный и предметный пучки являются плоскими волнами.

Рассмотрим случай, когда плоские объектный и опорный пучки падают на фотопластинку с разных сторон симметрично относительно

Очевидно, что в этом случае дифракционная картина будет представлять собой систему плоскостей одинаковой интенсивности, параллельных поверхности фотопластинки. После экспонирования фотопластинки химической обработки фотоэмульсионного слоя видно, что дифракционная картина преобразуется в систему плоскостей с одинаковыми значениями показателя преломления, параллельных поверхности фотопластинки (Брэгговские плоскости).

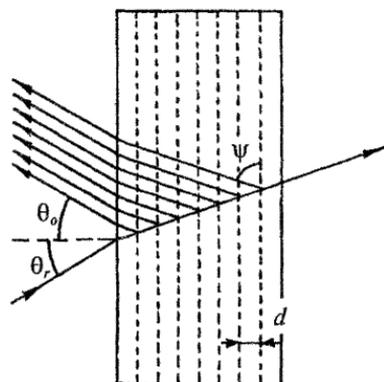


Рис. 39. Ход лучей при восстановлении трехмерной отражательной голограммы

Процесс восстановления объемной голограммы опорным пучком показан на рис. 39. Опорный пучок, входя в фотоэмульсионный слой, изменяет свой угол падения к нормали к поверхности фотопластинки с  $\theta_0$  до  $\theta_r$  и падает на систему плоскостей вариаций показателя преломления под углом скольжения  $\psi$ . Условие Брэгга, как мы уже знаем, является условием существования интенсивной дифрагированной отраженной волны:

$$2d \sin(\psi') = \frac{\lambda}{n_0} \quad (54)$$

Поскольку в нашем случае  $\psi' = \psi$ , то условие Брэгга автоматически выполняется, так как  $d = \frac{\lambda}{2n_0 \sin \psi}$ . Это означает, что диф-

фрагированная волна, распространяясь под углом скольжения  $\psi$  к Брэгговским плоскостям внутри фотоэмульсии, выйдет из нее под углом  $\theta_0$  к нормали к поверхности фотопластинки, т. е. будет являться копией объектной волны (см. рис. 39).

Наши рассуждения относительно симметричного падения пучков на голограмму можно легко обобщить для падения пучков под произвольными углами  $\theta_0$  и  $\theta_r$  с разных сторон фотопластинки. При этом брэгговские плоскости зарегистрированной в тол-

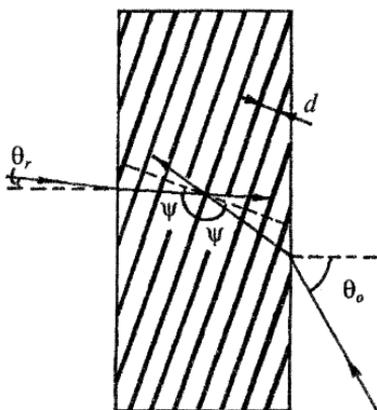


Рис. 40. Запись отражательной голограммы плоскими пучками, падающими под произвольными углами к нормали к поверхности фотопластинки

волн. Рассмотрим интерференцию каждой из этих волн с опорным пучком, пренебрегая взаимодействием между ними самими. Каждая из этих плоских волн записывает с опорным пучком элементарную голограмму, свойства которой мы рассмотрели. Таким образом, в первом приближении голограмму произвольного объекта можно рассматривать как совокупность элементарных голограмм плоских волн. При освещении проявленной фотопластинки опорной волной каждая из элементарных голограмм восстанавливает соответствующую плоскую волну — элементарный компонент сложного объектного волнового поля, причем соотношение амплитуд и фаз между элементарными волнами в приближении линейной записи в регистрирующей среде будет тем же, что и в объектном волновом фронте. Иными словами можно сказать, что при освещении голограммы опорным пучком в отраженном свете будет наблюдаться яркое мнимое изображение объекта (рис. 41). Это изображение будет единственным, поскольку только отраженная от голограммы волна, несущая мнимое изображение объекта, удовлетворяет условию Брэгга одновременно для всех своих плоских элементарных компонентов. Что касается волны, несущей действительное изо-

щине фотоэмульсии интерференционной картины будут наклонены к поверхности фотопластинки, как показано на рис. 40. Однако и в этом случае при освещении голограммы опорным пучком, как показывает простой анализ, будет восстанавливаться точная копия объектной волны, распространяющаяся слева от голограммы под углом  $\theta_o$  к нормали к поверхности фотопластинки.

Для объектного волнового фронта произвольной формы (см. рис. 37) можно представить падающую на фотопластинку волну в виде бесконечной суммы плоских

жение, то даже для тонких голограмм волна, отвечающая членам  $A_0, A_1^2$ , перестает наблюдаться в физическом пространстве при достаточно больших углах между опорным и объектным пучками (см. условие (18) в разд. 1.5). Тем не менее волна, несущая действительное изображение, не будет наблюдаться для отражательных голограмм. Дополнительные волны, связанные с присущей фазовым голограммам нелинейностью, наблюдающиеся для тонких фазовых голограмм (см. разд. 1.7, формулу (45)), в отражательной голографии также не наблюдаются как не удовлетворяющие условию Брэгга при отражении света на дополнительных пространственно-периодических структурах, присутствующих в голограмме вследствие нелинейности записывающей среды. Таким образом, выполнение строгого условия Брэгга устраняет всякие помехи для наблюдения качественного мнимого изображения объекта.

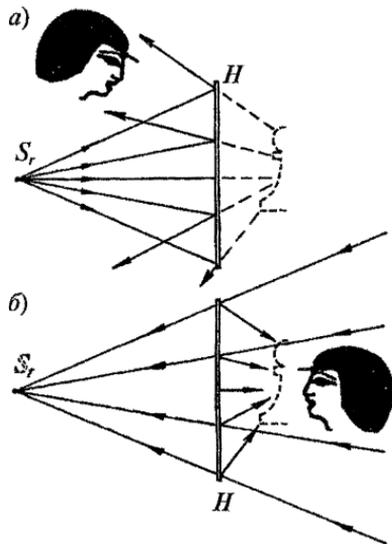


Рис. 41. Реконструкция отражательной голограммы произвольного сложного объекта

## 2.2. Наблюдение псевдоскопического изображения

Означает ли существование единственного мнимого изображения объекта при освещении голограммы опорным пучком невозможность наблюдения действительного псевдоскопического изображения объекта в каком-либо виде? Анализ показывает, что возможность наблюдения псевдоскопического изображения появляется, если изменить условия освещения голограммы. В этом смысле отражательные объемные голограммы сходны с пропускающими объемными голограммами. Рассмотрим этот вопрос более детально, чем мы это делали в разд. 1.8. Действительно, условие Брэгга спра-

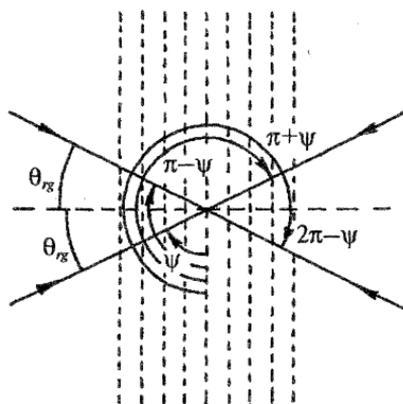


Рис. 42. Геометрическая конфигурация системы пучков, удовлетворяющих условию Брэгга для простой голографической структуры

ведливо как при положительном, так и при отрицательном знаке правой части уравнения:

$$2d \sin \psi = \pm \frac{\lambda}{n_0}. \quad (55)$$

Из симметрии системы брэгговских плоскостей, записанной с помощью двух плоских пучков голографической структуры, следует существование четырех направлений падения освещающего пучка, соответствующих условию Брэгга с учетом разного знака правой части выражения (55) (рис. 42). При этом углы скольжения  $\psi$  могут принимать следующие значения:

$$\psi; \pi - \psi; \pi + \psi; 2\pi - \psi.$$

Полный анализ процесса реконструкции отражательной голограммы, записанной с помощью объектного волнового фронта произвольной формы, показывает, что условие Брэгга соблюдается только для углов скольжения освещающего пучка:

$$\psi \text{ и } \pi + \psi.$$

Рассмотрим объемную отражательную голограмму, записанную с помощью двух плоских волн. Пусть внутри фотоэмульсии  $\theta_{ог} = \theta_{ог1}$  и система плоскостей зарегистрированной интерференционной картины направлена вдоль поверхности голограммы (рис. 43, а). Условию Брэгга в данном случае соответствуют четыре направления освещающего пучка (здесь более удобно вести отсчет углов от нормали к поверхности фотопластинки, учитывая знак):

$$-\theta_{ог} \text{ (соответствует опорному пучку); } \theta_{ог}; \pi - \theta_{ог}; \pi + \theta_{ог}. \quad (56)$$

Рассмотрим теперь второй вариант записи объемной отражательной голограммы — опорный пучок остается тем же, а угол падения объектного пучка изменяется так, что  $\theta_{ог2} = \theta_{ог1} + \Delta\theta_{ог} = \theta_{ог} + \Delta\theta_{ог}$ .

можно убедиться, что системы плоскостей голографической структуры в данном случае повернуты относительно первоначального положения на угол

$$\gamma = \frac{\theta_{og2} - \theta_{rg}}{2} = \frac{\Delta\theta_{og}}{2}, \quad (57)$$

тогда изменив свой период  $d$ . Видно из рис. 43, б, условию Брэгга будут соответствовать четыре направления падения освещающей волны:

$$-\theta_{rg}; \theta_{rg} + 2\gamma; \pi - \theta_{rg}; \pi + \theta_{rg} + 2\gamma. \quad (58)$$

Из сравнения наборов углов (56) и (58) видно, что существуют только два направления падения освещающего пучка, удовлетворяющих условиям Брэгга для любых углов падения объектного пучка:

$$-\theta_{rg} \text{ и } \pi - \theta_{rg}. \quad (59)$$

Для произвольного объекта, как уже обсуждалось ранее, объектный волновой фронт можно представить в виде суперпозиции плоских волн, падающих на фотопластинку и создающих при взаимодействии с опорным пучком элементарные голограммы — системы брэгговских плоскостей, наклоненных под разными углами к нормали к поверхности фотопластинки. Из приведенных рассуждений следует, что существуют два направления освещающего пучка (59), позволяющие эффективно восстановить все элементарные составляющие объектного пучка, поскольку условие Брэгга будет одновременно выполняться для всех элементарных голограмм. Направление распространения освещающего пучка, соответствующее углу  $-\theta_{rg}$ , позволяет восстановить мнимое изо-

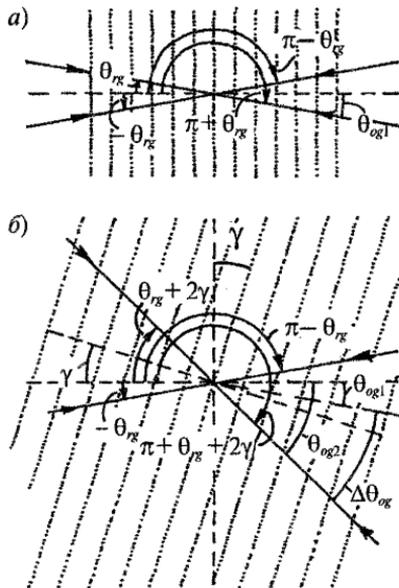


Рис. 43. Геометрическая схема, поясняющая одновременное выполнение условия Брэгга для разных элементарных голографических структур

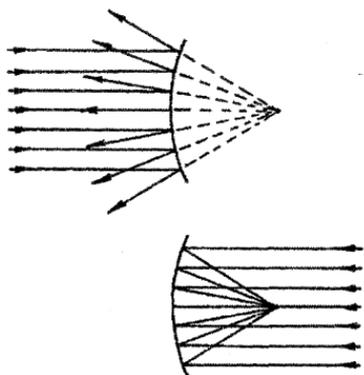


Рис. 44. Отражение плоской волны от сферической отражающей поверхности

плоским пучком справа она работает как собирающее сферическое зеркало и создает действительное изображение бесконечно удаленного точечного источника. При освещении этой же поверхности

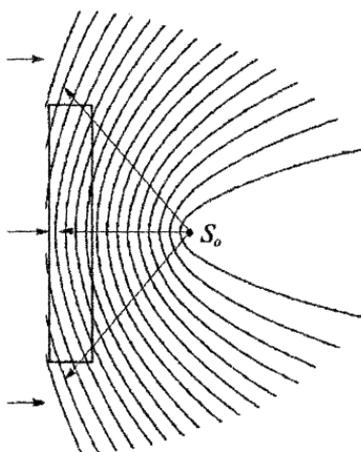


Рис. 45. Сечение трехмерной интерференционной картины, создаваемой плоской и сферической волнами

бражение объекта, а освещающий пучок с углом  $\pi - \theta_{г}$  позволяет восстановить действительное изображение объекта (в данном случае угол падения  $\theta_{г} > 0$ , как мы условились ранее).

Появление мнимого или действительного изображения при освещении голограммы с той или иной стороны легко объяснить, воспользовавшись аналогией с тонкой сферической поверхностью, на которую с обеих сторон нанесено отражающее свет покрытие (рис. 44).

При освещении такой поверхности слева она работает как рассеивающее зеркало, создавая мнимое изображение бесконечно удаленного точечного источника.

При записи отражательной голограммы с помощью плоской опорной и сферической объектной волн интерференционная картина представляет собой набор кривых поверхностей — параболоидов вращения. Поперечное сечение интерференционной картины, содержащее объектный точечный источник и нормаль к плоскому опорному волновому фронту, представлено на рис. 45. Объемная отражательная голограмма регистрирует в фотографическом слое часть интерфе-

онной картины (см. рис. 45), при этом голографическая структура после обработки фотопластинки представляет собой квазисферических поверхностей (слоев) вариаций показателя преломления, следующих друг за другом через расстояние порядка  $\lambda_g/2$ . При восстановлении голограммы плоской волной, падающей на голограмму вдоль направления распространения опорной волны или в противоположном направлении, как уже отмечалось ранее, должно выполняться условие Брэгга на каждом локальном участке голографической структуры, где кривизны отражающих слоев можно пренебречь. Таким образом, процесс дифракции света в данном случае можно рассматривать как отражение света от множества сферических зеркал, причем волны, отраженные от разных зеркал, согласованы по фазе вследствие выполнения условия Брэгга и усиливают друг друга, создавая яркое мнимое либо действительное изображение точечного источника. Следовательно, отражательную объемную голограмму можно уподобить сферическому зеркалу в отличие от пропускающей голограммы, действие которой во многом подобно действию линзы, как показано в разд. 1.6.

### 2.3. Спектральная и угловая селективность отражательных объемных голограмм

Обратимся опять к случаю, когда голограмма записана двумя плоскими пучками, причем период структуры определяется

формулой  $d = \frac{\lambda}{2n_0 \sin \psi}$ . Условие Брэгга определяет оптимальный

угол скольжения  $\psi'$  освещающего пучка, необходимый для получения яркого восстановленного объектного пучка. При этом, как мы уже показали ранее, освещающий пучок внутри фотоэмульсии должен распространяться либо в направлении, совпадающем с направлением опорного пучка при записи голограммы, либо в противоположном направлении, т. е. быть обращенным пучком. Дифференцируя выражение (54), можно получить связь между малым изменением угла скольжения освещающего пучка  $\delta\psi'$

внутри фотоэмульсии и изменением длины волны освещающего пучка  $\delta\lambda'_g$ , необходимым для сохранения высокой яркости восстановленного изображения. Таким образом, подобно тому, как это делали в разд. 1.8 (формула (52)), можно записать:

$$\frac{\delta\lambda'_g}{\lambda'_g} = \text{ctg}\psi \cdot \delta\psi', \quad (60)$$

где  $\delta\psi'$  — отклонение угла скольжения освещающего пучка  $\psi'$  от угла скольжения опорного пучка при записи голограммы  $\psi$  ( $\psi' = \psi + \delta\psi'$ );  $\delta\lambda'_g$  — изменение длины волны освещающего пучка внутри фотоэмульсии  $\lambda'_g$ , требуемое для сохранения условия Брэгга:  $\lambda'_g = \lambda_g + \delta\lambda'_g$ .

Для отражательных объемных голограмм значения углов  $\psi$  довольно большие, так что  $\text{ctg}\psi \ll 1$ , и следует ожидать результата, противоположного результату, обсуждавшемуся в разд. 1.8 для объемных пропускающих голограмм. Таким образом, можно предположить высокую спектральную селективность объемных

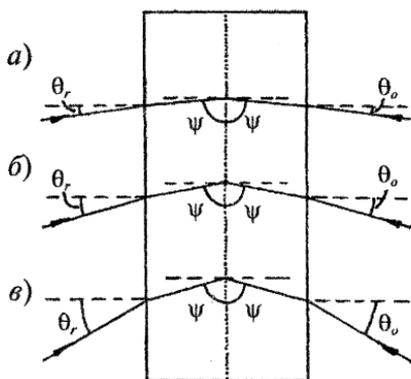


Рис. 46. Схема записи отражательной голограммы плоскими пучками для трех разных углов скольжения  $\psi$  внутри фотоэмульсионного слоя: а —  $\psi = 70,8^\circ$ ,  $\theta_o = \theta_r = 30^\circ$ ; б —  $\psi = 80^\circ$ ,  $\theta_o = \theta_r = 15,3^\circ$ ; в —  $\psi = 85^\circ$ ,  $\theta_o = \theta_r = 7,61^\circ$

голограмм при сравнительно низкой угловой селективности. Более определенные выводы можно сделать на основании теории Когельника. Для трех конфигураций голографической записи, изображенных на рис. 46 с разными значениями угла  $\psi$  внутри фотоэмульсии представлены расчетные зависимости (рис. 47 и 48) нормированной дифракционной эффективности  $\eta/\eta_{\text{max}}$  от вариаций угла падения освещающего пучка  $\delta\theta_i$  и его длины волны в воздухе  $\delta\lambda'$ . Величины  $\delta\theta_i$  и  $\delta\lambda'$  характеризуют брэгговское рассогласование, т. е.  $\theta_i = \theta_r + \delta\theta_i$  и  $\lambda' = \lambda + \delta\lambda'$ . Графики построены исходя из следующих параметров голографической за-

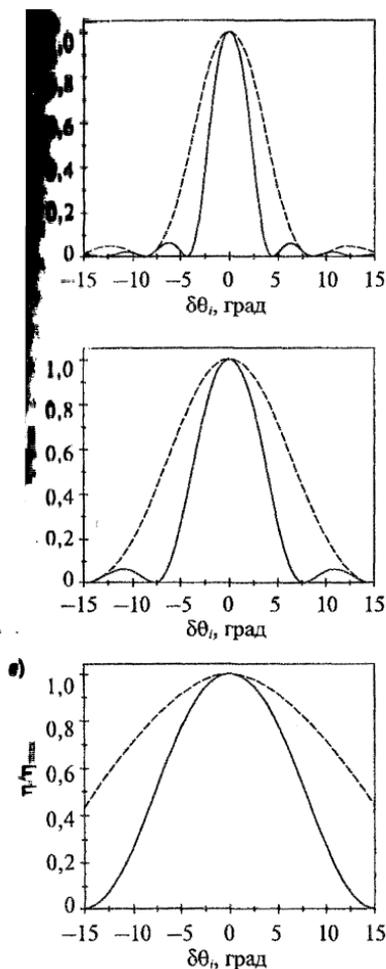


Рис. 47. Зависимости нормированной дифракционной эффективности объемной отражательной голограммы от угла брэгговского рассогласования для трех конфигураций оптической записи при толщине фотоэмульсии  $T_1 = 7$  мкм (пунктирная кривая) и  $T_2 = 14$  мкм (сплошная кривая)

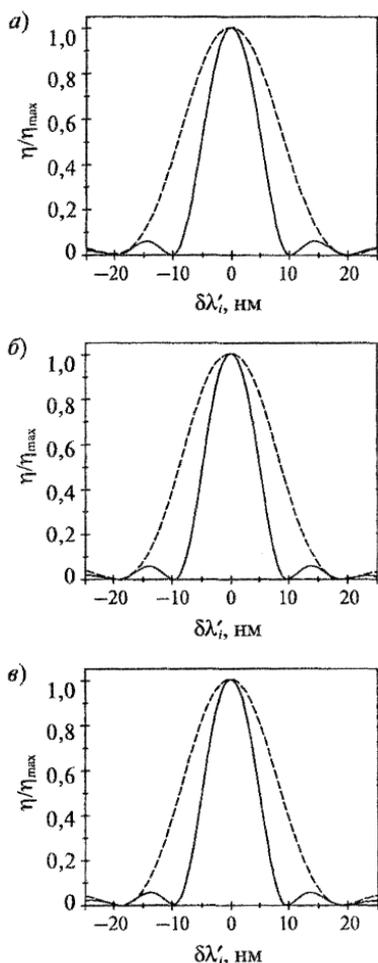


Рис. 48. Зависимости нормированной дифракционной эффективности объемной отражательной голограммы от вариации длины волны освещающего пучка для трех конфигураций оптической записи при толщине фотоэмульсии  $T_1 = 7$  мкм (пунктирная кривая) и  $T_2 = 14$  мкм (сплошная кривая)

писи:  $\lambda = 632,8$  нм (He–Ne лазер);  $n_0 = 1,52$ ;  $n_1 = 0,01$ ; период голографической структуры  $d \approx 0,22$  мкм. Кривые приводятся для двух значений толщины фотоэмульсионного слоя:  $T_1 = 7$  мкм (соответствующие значения максимальной дифракционной эффективности  $\eta_{\max} = 11,3$ – $12,4$  %) и  $T_2 = 14$  мкм (соответствующие значения  $\eta_{\max} = 36,4$ – $39,2$  %).

Теория Когельника дает для отражательных объемных голограмм почти те же значения максимальной дифракционной эффективности  $\eta_{\max}$ , что и для объемных пропускающих голограмм при одинаковых значениях толщины фотоэмульсии  $T$  и глубины модуляции показателя преломления  $n_1$ . Это означает, что объемные отражательные голограммы вполне пригодны для получения ярких изображений в изобразительной голографии.

Сравнение графиков, изображенных на рис. 47, 48 и рис. 34, 35, показывает существенное увеличение спектральной селективности объемных отражательных голограмм по сравнению с пропускающими. В то же время угловая селективность отражательных голограмм может значительно падать по сравнению с угловой селективностью объемных пропускающих голограмм, особенно когда опорный и объектный пучки двигаются почти точно навстречу друг другу.

#### **2.4. Свойства голографического изображения, восстановленного с объемных отражательных голограмм при изменении угла падения и длины волны освещающего пучка**

Поскольку процесс получения изображения с помощью объемных отражательных голограмм связан с дифракцией света на пространственно-периодической структуре, следует ожидать, что направление распространения восстановленной объектной волны будет изменяться при отклонении угла падения и длины освещающей волны от точного условия Брэгга, что в свою очередь повлияет на свойства восстановленного изображения объекта. Рассмотрим свойства восстановленного объектного пучка на примере объемной голограммы, записанной с помощью двух плоских волн. В ходе анализа будем сравнивать свойства объем-

голограмм, записанных как в схеме Лейта–Упатниекса (в встречных пучках), так и по схеме Денисюка (во встречных пучках). Геометрические конфигурации голографической записи и восстановления для обеих схем приведены на рис. 49 и 50. Для удобства анализа направление распространения всех пучков будем рассматривать внутри фотодифракционного слоя.

Так, наша задача — выяснить условие восстановления объемного пучка при сравнительно небольших отклонениях угла падения и длины освещающей волны от условия точной голографической реконструкции, т. е. от условия Брэгга. Как уже обсуждалось в разд. 1.6, для тонких голограмм направление распространения восстановленного объектного пучка, несущего мнимое изображение в зависимости от угла падения и длины освещающей волны, определяется уравнением дифракционной решетки (33):

$$\sin \mu - \sin \rho = -\frac{\lambda}{d},$$

углы  $\mu$  и  $\rho$  определяются согласно геометрической конфигурации, изображенной ранее (см. рис. 23).

Попробуем применить уравнение решетки для описания про-

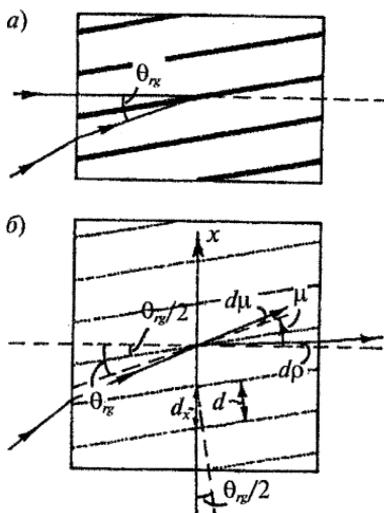


Рис. 49. Геометрические схемы записи (а) и реконструкции (б) объемной пропускающей голограммы

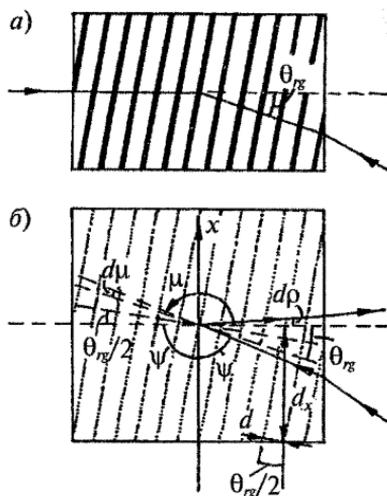


Рис. 50. Геометрические схемы записи (а) и реконструкции (б) объемных отражающих голограмм

цесса дифракции света на объемных голографических структурах двух типов. Основание для этого есть — при проникновении внутрь фотоэмульсии освещающая волна сразу взаимодействует с поверхностной структурой, представляющей собой тонкую решетку с периодом  $d_x$  вдоль оси  $x$ , имеющем большее значение, чем период голографической структуры  $d$  внутри фотоэмульсионного слоя (см. рис. 49, 50). Следовательно, можно предположить, что направление распространения восстановленного дифрагированного объектного пучка определяется тонкой поверхностной структурой, в то время как его интенсивность — степень отклонения от условия Брэгга внутри фотоэмульсии. Данное предположение мы уже один раз неявно использовали, когда оценивали качество изображения, полученное с помощью пропускающих объемных голограмм (см. формулы (36) и (53)). Таким образом, внутри фотоэмульсионного слоя уравнение решетки можно записать так:

$$\sin \mu - \sin \rho = -\frac{\lambda'_g}{d_x}. \quad (61)$$

Рассмотрим вначале пропускающие объемные голограммы (см. рис. 49). Период голографической структуры  $d$  определяется, как уже обсуждалось ранее, углом  $\psi$ , равным половине угла схождения опорного и объектного пучков внутри фотоэмульсии, и в нашем случае, когда  $\psi = \theta_{rg}/2$ , можно записать

$$d = \frac{\lambda_g}{2 \sin \psi} = \frac{\lambda}{2n_0 \sin \frac{\theta_{rg}}{2}}.$$

Период  $d_x$  голографической структуры вдоль направления  $x$  легко определить (см. рис. 49):

$$d_x = \frac{d}{\cos \frac{\theta_{rg}}{2}} = \frac{\lambda}{2n_0 \cos \frac{\theta_{rg}}{2} \sin \frac{\theta_{rg}}{2}}. \quad (62)$$

Оценим изменение угла распространения восстановленного объектного пучка  $\delta\rho$  при изменении угла падения освещающего пучка  $\delta\mu$  при длине волны освещающего пучка, равной длине вол-

ны света при записи голограммы  $\lambda'_g = \lambda_g$ . Это можно сделать, продифференцировав формулу (61):

$$\cos \mu d\mu - \cos \rho d\rho = 0;$$

$$d\rho = \frac{\cos \mu}{\cos \rho} d\mu. \quad (63)$$

Поскольку отклонение  $\delta\mu$  производится от направления, соответствующего точному условию Брэгга, то  $\mu = \theta_{rg}$  и  $\rho = \theta_{og}$ , и можно записать

$$\delta\rho = \cos \theta_{rg} \delta\mu. \quad (64)$$

Чтобы оценить изменение угла распространения восстановленного объектного пучка  $\delta\rho$  при изменении длины волны  $\delta\lambda'$  ( $\lambda' = \lambda + \delta\lambda'$ ) освещающего пучка при постоянном угле падения освещающего пучка  $\mu = \theta_{rg}$ , необходимо также продифференцировать формулу (61) по соответствующим переменным:

$$-\cos \rho d\rho = -\frac{d\lambda'_g}{d_x}. \quad (65)$$

Учитывая, что  $\rho = \theta_{og} = 0$ ,  $\lambda = n_0 \lambda_g$ , и подставляя значение  $d_x$  из (62), получим

$$\delta\rho = 2 \cos \frac{\theta_{rg}}{2} \sin \frac{\theta_{rg}}{2} \frac{\delta\lambda'}{\lambda}. \quad (66)$$

Произведем аналогичные оценки для голографической схемы записи отражательных объемных голограмм (см. рис. 50). В данном случае угол скольжения (равный половине угла схождения опорного и объектного пучков)  $\psi = \pi/2 - \theta_{rg}/2$ , и период голографической структуры

$$d = \frac{\lambda_g}{2 \sin \psi} = \frac{\lambda}{2 n_0 \cos \frac{\theta_{rg}}{2}}.$$

Из геометрической схемы (см. рис. 50) период голографической структуры  $d_x$  вдоль оси  $x$

$$d_x = \frac{d}{\sin \frac{\theta_{rg}}{2}} = \frac{\lambda}{2n_0 \cos \frac{\theta_{rg}}{2} \sin \frac{\theta_{rg}}{2}} \quad (67)$$

Связь между  $\delta\rho$  и  $\delta\mu$  здесь, как и в предыдущем случае, определяется формулой (63), причем значения углов  $\rho$  и  $\mu$  легко установить (см. рис. 50):  $\rho = 0$ ,  $\mu = \pi - \theta_{rg}$ . Таким образом,

$$\delta\rho = -\cos\theta_{rg}\delta\mu. \quad (68)$$

Наконец, связь между  $\delta\rho$  и  $\delta\lambda'$  при постоянном угле падения освещающего пучка так же, как и для пропускающих объемных голограмм, устанавливается формулой (65), и, учитывая, что  $\rho = \theta_{rg} = \theta$ , получим

$$\delta\rho = 2 \cos \frac{\theta_{rg}}{2} \sin \frac{\theta_{rg}}{2} \frac{\delta\lambda'}{\lambda}. \quad (69)$$

Как видно из сравнения формул (64) и (68), а также (66) и (69), количественное изменение угла распространения восстановленного объектного пучка  $\delta\rho$  при изменении параметров освещающего пучка при одинаковом угле падения опорного пучка  $\theta_{rg}$  одинаково для обоих типов голограмм. Тем не менее при анализе приведенных формул можно сделать следующие важные выводы.

1. Поскольку угол падения опорного пучка внутри фотоэмульсии не может превышать угла полного внутреннего отражения  $42^\circ$  (при  $n_0 = 1,52$ ), то в довольно большом диапазоне углов падения опорного пучка в воздухе  $\cos\theta_{rg} \approx 1$  (например, с точностью 6 % в диапазоне  $\theta_{rg} = 0 \dots 30^\circ$ ), и формулу (68) можно преобразовать следующим образом:

$$\delta\rho \approx -\delta\mu. \quad (70)$$

Для отражательных объемных голограмм объектный пучок при изменении угла падения освещающего пучка ведет себя так, как будто бы он отражается от плоскостей голографической периодической структуры (см. рис. 50). Это обстоятельство служит дополнительным аргументом в пользу того, что изображающие свойства голограммы подобны изображающим свойствам зеркала.

2. Однако в отличие от обычного зеркала отражательная голограмма обладает «хроматической аберрацией», так как угол

распространения восстановленного объектного пучка зависит от длины волны освещающего пучка (69). Мы показали ранее, что «хроматическая aberrация» не позволяет использовать белый свет для получения качественных изображений с пропускающих тонких и объемных голограмм вследствие размытия изображений точек объекта.

Количественно выражения для  $\delta\rho$  (66) и (69), описывающие хроматическую aberrацию для объемных пропускающих и отражательных голограмм, идентичны, однако окончательный результат будет совершенно разный, если учесть оценку спектральной селективности для этих двух типов голограмм, сделанную нами в разд. 1.8 и 2.3 (см. рис. 35 и 48). В табл. 1 приведены значения  $\delta\rho$  для разных типов голограмм при различных значениях углов падения опорного пучка, рассчитанные по формулам (66) и (69) с учетом разной спектральной селективности, определяемой выражением  $\delta\lambda'/\lambda$ , где  $\delta\lambda'$  вычислялась как ширина кривых на рис. 35 и рис. 48 по основанию центрального максимума. Также даны оценки величины размытия изображения точки объекта вследствие хроматической aberrации  $\delta x \approx n_0 \delta\rho a$ , где  $a$  — расстояние от голограммы до восстановленного изображения объекта с учетом увеличения угла отклонения восстановленного пучка при выходе из фотоэмульсии в воздух. Толщина фотоэмульсии полагалась равной  $T = 7$  мкм, длина волны при записи голограммы в воздухе  $\lambda = 632,8$  нм.

Приведенные значения  $\delta x$  (см. табл. 1), свидетельствуют о том, что достаточно четкое восстановленное изображение с помощью источника белого света можно получить лишь для объемных отражательных голограмм. Этот факт объясняется очень высокой

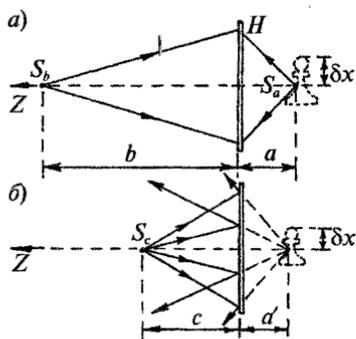
Таблица 1

Тип голограмм	$\theta_{ог}$ , град	$\theta_r$ , град	$\theta_{гг}$ , град	$\delta\lambda'$ , нм	$\delta\rho$ , рад	$a$ , мм	$\delta x$ , мм
Пропускающие объемные	0	30	19,2	300	0,016	20	0,47
	0	49,5	30	300	0,024	20	0,72
Отражательные объемные	0	30	19,2	40	0,0021	20	0,063
	0	49,5	30	40	0,0032	20	0,097

спектральной селективностью отражательных голограмм, слабо зависящей от углов падения опорного и объектного пучков. Голограмма в данном случае сама монохроматизирует отраженное от нее излучение источника света широкого спектрального состава, позволяя получать изображения высокой четкости.

## 2.5. Влияние кривизны волнового фронта восстанавливающего пучка и протяженности освещающего источника на свойства голографического изображения

Оценки влияния этих параметров освещающего пучка на свойства восстановленного голографического изображения для тонких пропускающих голограмм уже рассматривались в разд. 1.6. Формулы (22)–(24), (28), (29), выведенные в разд. 1.6, можно применить и для объемных отражательных голограмм с той лишь разницей, что отражательная голограмма ведет себя как сферическое зеркало с некоторым эквивалентным фокусным расстоянием, определяемым из формулы (23). Оценим, например, изменение размеров и положения изображения для объемной отражательной голограммы, записанной по оптической схеме, показанной на рис. 51, а, где  $S_a$  и  $S_b$  – опорный и объектный точечные источники. При освещении



голограммы сферической волной, исходящей из точечного источника  $S_c$ , находящегося на произвольном расстоянии  $c$  от голограммы (рис. 51, б), новое положение  $a'$  восстановленного изображения объекта вдоль оси  $z$  определяется формулой сферического рассеивающего зеркала с фокусным расстоянием

$$f = \frac{ab}{b-a} \quad (\text{см. (22) и (23) в разд. 1.6):}$$

Рис. 51. Схема записи (а) и реконструкции (б) отражательной голограммы с помощью сферических волн

$$a' = \frac{1}{\frac{1}{a} - \frac{1}{b} + \frac{1}{c}}$$

При  $c \rightarrow 0$   $a' \rightarrow 0$ ; таким образом, при увеличении кривизны восстанавливающего волнового фронта изображение объекта приближается к поверхности голограммы. Например, при  $a = 300$  мм,  $b = 1500$  мм и  $c = 300$  мм  $a' = 167$  мм. Аналогично можно оценить изменение поперечных размеров изображения объекта при приближении освещающего источника к голограмме, воспользовавшись формулой для увеличения:  $M = \frac{\delta'x}{\delta x} = \frac{a'}{a}$ , выведенной в разд. 1.6 (см. формулу (29)). Расчет показывает, что при  $a = 300$  мм,  $b = 1500$  мм и  $c = 300$  мм поперечные размеры предмета уменьшаются в 1,8 раза.

## 2.6. Цвет восстановленного голографического изображения.

### Липпмановская цветная фотография.

#### Влияние толщины фотоэмульсии

Поскольку спектральная селективность отражательных голограмм очень велика, то цвет восстановленного изображения при освещении голограммы белым светом определяется длиной волны, соответствующей брэгговскому условию:

$$\lambda = 2dn_0 \sin \psi. \quad (71)$$

Для отражательных голограмм, как уже отмечалось, углы скольжения  $\psi$  близки к  $\pi/2$ , т. е. лежат в той области, где  $\sin \psi$  является медленно изменяющейся функцией. Поэтому изменение угла падения освещающей голограмму волны определяет цвет восстановленного изображения в значительно меньшей степени, чем внутренний период голографической структуры  $d \approx \lambda_g/2 = \lambda/2n_0$ , определяемый длиной волны лазерного излучения, используемого при записи голограммы. Если период голографической структуры не изменился по каким-либо причинам в процессе химико-фотографической обработки фотопластинки, то можно утверждать, что цвет восстановленного изображения совпадает с цветом излучения записывающего лазера. Таким образом, объемная отражательная голограмма способна восстанавливать не только фазу объектной волны, но и ее цвет.

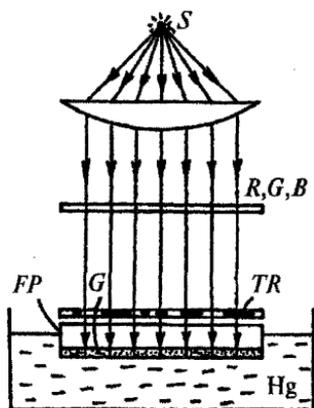


Рис. 52. Эксперимент Липпмана

Идея записи цветных изображений с использованием дифракции световых волн при отражении от пространственно-периодических структур внутри фотоэмульсионного слоя была впервые предложена Габриэлем Липпманом в 1891 г., задолго до открытия голографии. На рис. 52 приведена упрощенная схема эксперимента Липпмана. Свет от точечного источника белого света  $S$  коллимируется с помощью линзы  $L$ , образуя широкий плоский пучок, падающий вниз на кювету с жидкой ртутью  $Hg$ , в которую погружена фотопластинка  $FP$  фотоэмульсион-

ным слоем  $G$  вниз. Ближе к фотопластинке в широкий световой пучок помещается плоский полупрозрачный слайд или транспарант  $TR$ , несущий обычное фотографическое цветное изображение объекта. Кроме того, между линзой и транспарантом вводится один из оптических фильтров  $R, G, B$ , выделяющий из белого света либо красную, либо зеленую, либо синюю область спектра вблизи значений длин волн 650, 550, 450 нм. Это именно те первичные цвета, к которым чувствительны рецепторы глаза — колбочки. Помещая один из цветных фильтров в световой пучок, можно получить контрастную интерференционную картину внутри фотоэмульсии, поскольку в ней взаимодействуют две волны: волна, падающая сверху на фотопластинку, и волна, отраженная от ртутного зеркала, прилегающего вплотную к поверхности фотоэмульсии.

Использование ртутного зеркала в данном эксперименте очень важно, так как вследствие очень низкой когерентности белого света, частично монохроматизированного при прохождении через цветной фильтр, даже малый воздушный зазор между зеркальной поверхностью и фотоэмульсионным слоем вводил бы недопустимо большую разность хода между падающим и отраженным пучками, и интерференционная картина имела бы очень малый контраст и не запечатлелась бы на фотопластинке.

После трех последовательных экспозиций с разными цветными фильтрами в толщине фотоэмульсионного слоя одновременно записываются три пространственно-периодические структуры с периодами  $d$ , соответствующими длинам волн красного, зеленого и синего цветов. Фактически каждая из этих структур является голограммой двух плоских волн, бегущих навстречу друг другу. При освещении проявленной и высушенной фотопластинки каждая из этих голограмм восстанавливает соответствующий первичный цвет в отраженном от ее структуры пучке. Таким образом, при рассматривании фотопластинки в отраженном свете мы увидим цветное изображение транспаранта, поскольку соотношение между яркостью первичных цветов будет определяться соотношением между контрастом (т. е. дифракционной эффективностью) элементарных голографических структур в том или ином месте фотопластинки. Это соотношение между силами элементарных голографических структур определяется величиной экспозиции, т. е. коэффициентом пропускания  $\tau$  цветного транспаранта в том или ином месте (фактически изображением объекта). И если какой-либо из первичных цветов отсутствует в изображении объекта в некоторой геометрической области транспаранта, то коэффициент пропускания транспаранта в этой области  $\tau = 0$  при помещении в оптическую схему соответствующего фильтра. Следовательно, соответствующая этому цвету голографическая структура не запишется на фотопластинку в данном месте, и этот цвет будет отсутствовать при наблюдении цветного изображения с обработанной и высушенной фотопластинки. Вообще говоря, произвольное соотношение между интенсивностями восстановленных световых пучков, несущих разные первичные цвета, создает все многообразие наблюдаемых в природе оттенков.

Способность липпмановской цветной фотографии с помощью черно-белого фотографического материала воспроизводить естественные цвета предметов произвела большое впечатление на современников. Габриэля Липпмана иногда называют предтечей голографии, поскольку в его работах по цветной фотографии используются те же принципы интерференции света, что и в голографии. В 1962 г., сочетая идеи Липпмана и Брэгга, Ю. Н. Денисюк

предложил объемные отражательные голограммы для записи произвольных объемных предметов во встречных пучках.

Идея создания цветных изображений интерференционными методами, высказанная впервые Липпманом, полностью применима и для отражательных объемных голограмм с той лишь разницей, что для записи цветных голограмм потребуется три лазера с излучениями, длина волны которых по возможности близка к длинам волн первичных цветов  $R, G, B$ . Истинная передача цвета в данном случае (так же, как и в липпмановской фотографии) возможна, когда период голографической структуры внутри фотоэмульсии  $d$  совпадает с периодом интерференционной картины, т. е. период  $d$  не изменяется в процессе обработки фотопластинки, чего не так-то просто добиться. Как правило, в ходе химико-фотографической обработки фотопластинок происходит усадка фотоэмульсионного слоя, связанная с удалением значительного количества неэкспонированных зерен галоида серебра из фотоэмульсионного слоя. Поэтому толщина фотоэмульсии, а следовательно, и период голографической структуры, может значительно сократиться. Например, если при записи отражательной голограммы используется гелий-неоновый газовый лазер с длиной волны  $\lambda = 632,8$  нм, соответствующей красному цвету, то период интерференционной картины внутри фотоэмульсии  $d \approx \lambda/2n_0 = 0,21$  мкм. При усадке фотоэмульсионного слоя на 20 %, что реально наблюдается в эксперименте, период записанной интерференционной картины сокращается тоже на 20 %, и новая длина волны, соответствующая брэгговскому условию оптимального отражения восстанавливающего пучка  $\lambda' \approx 506$  нм, лежит уже в зеленой области спектра.

В настоящее время разработаны методы, позволяющие компенсировать усадку фотоэмульсии или даже сделать ее отрицательной, т. е. сделать толщину фотоэмульсии больше ее первоначального значения. Например, сильное задубливание фотоэмульсии некоторыми химическими веществами вызывает образование многочисленных поперечных связей между макромолекулами желатина. Эти перекрестные связи могут занимать значительный объем, который компенсирует усадку фотоэмульсии за счет удаления из нее неэкспонированных зерен галоида серебра.

На величину усадки фотоэмульсионного слоя также существенное влияние оказывает остаточное влагосодержание. Объем, занимаемый молекулами воды, может занимать 5–15 % от всего объема высушенного фотоэмульсионного слоя. В этом легко убедиться, подвергая фотопластинку с записанной на ней отражательной голограммой сильному нагреву. При этом цвет наблюдаемого восстановленного изображения при освещении голограммы белым светом всегда сдвигается в более коротковолновую область спектра (от красного к синему излучению), что вызывается сокращением толщины фотоэмульсии вследствие испарения остаточной влаги. И наоборот, помещая голограмму в среду с повышенной влажностью воздуха, можно сдвинуть цвет восстановленного изображения в более длинноволновую область спектра (от синего к красному и даже к невидимому инфракрасному излучению) за счет разбухания фотоэмульсионного слоя путем поглощения влаги из воздуха.

### 2.7. Влияние когерентности лазерного излучения на свойства голографического изображения

Как известно, когерентность излучения связана с величиной контраста или видности интерференционных полос (рис. 53), получаемых при взаимодействии двух пучков с определенной разностью хода:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Для идеального монохроматического излучения видность полос  $V = 1$  не зависит от разности хода (рис. 54, кривая 1). Для излучения источников света широкого спектрального состава, например ламп накаливания, видность интерференционных полос быстро снижается до нуля при раз-

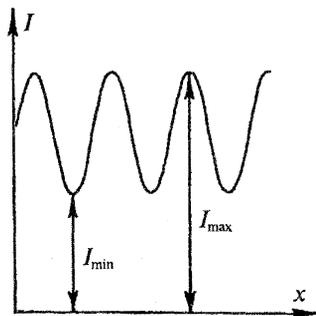


Рис. 53. Распределение интенсивности света в интерференционной картине

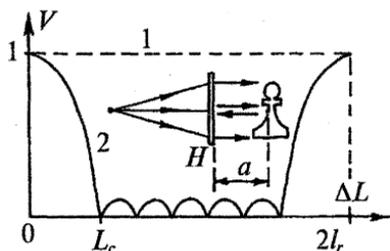


Рис. 54. Зависимость видности полос  $V$  от разницы хода  $\Delta L$  для монохроматического излучения (пунктирная кривая 1) и излучения газового лазера (сплошная кривая 2)

востях хода **порядка нескольких микрон**. Излучение лазеров, генерирующих излучение в одной моде (типе **оптических колебаний**), приближается по своим когерентным свойствам к идеальному монохроматическому излучению, и видность полос интерференционной картины имеет значение **порядка единицы** вплоть до **разностей хода** в сотни метров. Реальные газовые лазеры, имеющие большое применение в голографии, как правило, генерируют одновременно несколько типов колебаний — мод с разными оптическими частотами, что приводит к тому, что область разностей хода, где видность полос имеет большое значение, сужается до десятков сантиметров и нескольких метров.

Зависимость (см. рис. 54) видности полос  $V$  от разности хода  $\Delta L$  для излучения гелий-неонового лазера, генерирующего на линии  $6328 \text{ \AA}$  в режиме нескольких продольных мод,  $V(\Delta L)$  имеет периодический характер с периодом, равным удвоенной длине резонатора лазера  $2l$ , ( $l$  — расстояние между зеркалами лазера, в нашем случае равно  $1,8 \text{ м}$ ). Разность хода, при которой наблюдается первый нуль функции  $V(\Delta L)$ , носит название длины когерентности  $L_c$ . Длина когерентности определяется числом мод, генерируемых гелий-неоновым лазером, и зависит от его мощности. При максимальной мощности лазерного излучения  $50 \text{ мВт}$  экспериментально измеренное значение  $L_c$  примерно равно  $15 \text{ см}$  при длине лазерного резонатора  $1,8 \text{ м}$ . Применительно к оптической схеме записи отражательных голограмм (см. рис. 54) это означает, что при разности хода (примерно равной удвоенному расстоянию от предмета до фотопластинки, так как освещающий пучок проходит путь туда и обратно, отражаясь от предмета), большей, чем длина когерентности  $\Delta L = 2a \geq L_c = 15 \text{ см}$ , голографическая запись изображения объекта не будет производиться вследствие слабого

контраста интерференционной картины. Таким образом, когерентные свойства лазерного излучения накладывают ограничение на глубину записываемой сцены (в данном случае  $a < 7,5$  см).

## 2.8. Влияние температурных и механических нестабильностей при записи голограммы

Во время голографической записи могут возникать обстоятельства, приводящие к смещению интерференционной картины относительно фотоэмульсионного слоя. Это может быть вызвано либо смещением элементов оптической схемы, вызывающим изменение разницы фаз между опорным и объектным пучками, либо смещением самой фотопластинки в пространстве. Все это может привести к существенному падению контраста записанной на голограмме интерференционной картины вследствие размытия. Например, смещение фотопластинки в направлении вдоль нормали к ее поверхности во время экспозиции на величину порядка внутреннего периода голографической структуры  $d \approx 0,21$  мкм (при длине волны записи гелий-неонового лазера  $\lambda = 632,8$  нм) приводит к полному размытию изображения интерференционной картины, зарегистрированной отражательной голограммой, и, как следствие, к отсутствию изображения объекта при реконструкции голограммы. Для того чтобы получать высококачественные яркие изображения разнообразных объектов на голограммах, допустимые смещения элементов оптической схемы и фотопластинки должны быть на порядок меньше этой величины, т. е. меньше 0,02 мкм. Отсюда видна серьезность требований к стабильности взаимного положения отдельных компонентов голографической установки.

Перечислим основные причины, приводящие к ухудшению качества голографического изображения вследствие механических и температурных нестабильностей:

- 1) изменение температуры окружающей среды во время экспозиции;
- 2) остаточные механические напряжения в узлах крепления фотопластинки и объекта;

3) механические вибрации здания, где помещается голографическая установка;

4) воздушные потоки в помещении.

Борьба с подобными отрицательными факторами сводится к правильной организации процесса голографической записи и действий оператора, а также к особым принципам конструирования голографических установок. Так, например, для устранения вибраций оптическая схема собирается на тяжелой металлической плите, которая расположена на пневматическом амортизаторе, состоящем из надувных резиновых автомобильных или велосипедных камер. Узлы крепления фотопластинки и оптических элементов, как правило, выполняются из металлических сплавов достаточной жесткости. Наименее критичным элементом в отношении нестабильностей является лазер, поскольку его смещение во время экспозиции вызывает практически одинаковый сдвиг фазы как в опорном, так и в объектном пучке, и интерференционная картина, регистрируемая голограммой, не испытывает смещения относительно фотопластинки. Поэтому лазер и сопутствующие ему направляющие пучок оптические элементы часто выносятся за пределы голографической установки.

### 3. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

#### 3.1. Голографическая установка

Общая схема голографической установки приведена на рис. 55. Установка содержит гелий-неоновый лазер, стойку направляющего зеркала и голографическую камеру. Узкий лазерный пучок отклоняется вверх с помощью небольшого подвижного плоского зеркала  $PM$  и падает на сферическое зеркало  $SM$ , закрепленное на высокой стойке. Сферическое зеркало, имеющее возможность поворачиваться вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, служит для расширения лазерного пучка и направления его вниз, в голографическую камеру. Кривизна сферического зеркала под-

бирается таким образом, чтобы диаметр пучка при входе в голографическую камеру был в 1,5–2,0 раза больше размера фотопластинки, чтобы обеспечить равномерность освещения фотопластинки во время экспозиции.

Гелий-неоновый лазер ПО-ЛЯРОН ЛГН-222, используемый в голографической установке, имеет максимальную мощность  $P = 50$  мВт и длину волны генерируемого излучения  $\lambda = 632,8$  нм. Длина когерентности  $L_c$  такого лазера при максимальной мощности – около 15 см.

Голографическая камера представляет собой металлический прямоугольный бокс, открытый сверху. Общая схема голографической камеры в разрезе приведена на рис. 56. Внутри металлического бокса  $B$  помещается открытая с обоих концов металлическая прямоугольная труба  $P$ , образующая внутренние стенки голографической камеры. Промежуток между внутренними и наружными стенками голографической камеры, а также дно бокса  $B$  засыпается кварцевым песком, служащим для механической стабилизации голографической камеры. Сверху помещается несущая стеклянная пластина  $GP$ , которая опирается на стенки прямоугольной трубы  $P$  и кварцевый песок. Расстояние от несущей стеклянной пластины до уровня кварцевого песка на дне голографической камеры – порядка 10 см. Несущая стеклянная пластина в центре имеет прямоугольное отверстие, чуть меньшее, чем фотопластинка.

При проведении лазерной экспозиции фотопластинку  $F$  кладут на несущую пластину  $GP$ , полностью закрывая прямоугольное отверстие в ее центре. Таким образом, боковые стенки камеры, несущая стеклянная пластина и фотопластинка образуют замкнутое пространство, внутрь которого помещается голографируе-

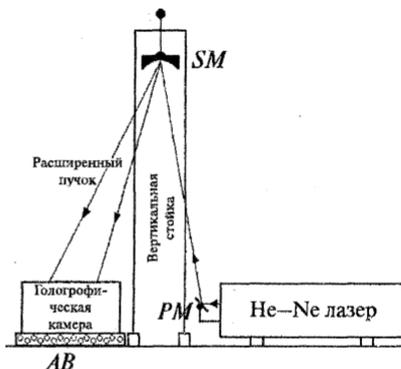


Рис. 55. Экспериментальная голографическая установка

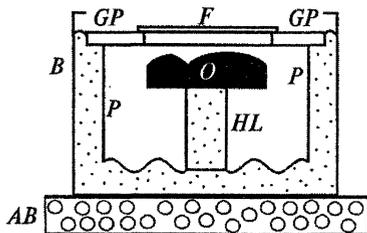


Рис. 56. Голографическая камера

Для уменьшения воздействия вибраций применяется амортизатор *AB* в виде куска пористой резины или поролона, подкладываемого под дно голографической камеры. Может также применяться пневматический амортизатор в виде надувных велосипедных камер. Регулирование расстояния между объектом и голограммой осуществляется за счет изменения высоты трубчатого держателя объекта *HL*, который состоит из свинчивающихся между собой металлических колец разной длины (используются обычные удлинительные кольца для объективов фотокамер диаметром 46 мм). Механическая стабилизация объекта *O* достигается путем заполнения внутренней полости трубчатого держателя кварцевым песком вплоть до самого верха.

Расстояние от сферического направляющего зеркала до несущей стеклянной пластины, соответствующее расстоянию *b* между опорным точечным источником и голограммой, примерно равно 1,6 м. Опорный пучок падает под небольшим углом к нормали к поверхности фотопластинки, чтобы облегчить наблюдение восстановленного изображения.

### 3.2. Оборудование и химические реактивы для обработки фотопластинок

Голографические фотопластинки обрабатываются в обычных фотографических кюветах размером  $30 \times 36$  см<sup>2</sup>. Для переноса фотопластинок из одного обрабатывающего раствора в другой служит специальный держатель, в котором могут одновременно помещаться шесть фотопластинок. Фотографическая обработ-

ка фотопластинок производится на специальном вращающемся столе, плоскость которого наклонена под небольшим углом к горизонту. Это устройство предназначено для того, чтобы обеспечить равномерное перемешивание растворов во время обработки. Электродвигатель вращающегося стола питается от звукового генератора, вырабатывающего напряжение с переменной частотой в диапазоне 40–200 Гц для регулировки числа оборотов. Скорость вращения стола подбирается так, чтобы растворы не выплескивались из кюветы во время обработки фотопластинок.

Голографические фотопластины ПФГ-03 концерна «Славич» (Россия), используемые в данной работе, специально разработаны для записи отражательных объемных голограмм. Они имеют поперечный размер  $120 \times 90$  мм<sup>2</sup>, толщину  $T = 7\text{--}8$  мкм и сенсибилизированы к излучению гелий-неонового лазера на длине волны  $\lambda = 632,8$  нм. В отличие от большинства голографических фотоматериалов, имеющих средний размер зерен галоидов серебра порядка 0,025–0,050 мкм, фотоэмульсия ПФГ-03 обладает существенно меньшим средним размером эмульсионного зерна, лежащим в диапазоне 0,006–0,012 мкм, что позволяет получать контрастное серебряное изображение голографических структур с периодом меньше 0,2 мкм внутри фотоэмульсионного слоя.

Особое значение имеет операция проявления фотопластинок в специальном проявителе типа ГП-2. В отличие от обычных контрастных проявителей, применяемых для создания амплитудных голограмм, проявитель ГП-2 создает внутри фотоэмульсионного слоя особо мелкодисперсное серебряное изображение интерференционной картины за счет частичного растворения микрокристаллов галоида серебра во время проявления и других сложных химических процессов. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что система, состоящая из очень мелких проводящих частиц (в нашем случае — частиц металлического серебра), находящихся во взвешенном состоянии в слое прозрачного диэлектрика с показателем преломления  $n$ , влияет не столько на абсорбционные оптические свойства слоя, сколько изменяет его показатель преломления на величину  $\Delta n$ . Таким образом, отражательные голограммы, записанные на фотопластинках

ПФГ-03 и проявленные в проявителе ГП-2, демонстрируют фазовый характер и малое светорассеяние. Экспериментально измеренная дифракционная эффективность отражательных голограмм, записанных плоскими пучками по схеме Денисюка, достигает 40 % для красного света. Поэтому для создания ярких фазовых голограмм на фотопластинках ПФГ-03 нет необходимости вводить операцию отбеливания, обсуждавшуюся в разд. 1.7.

Проявитель ГП-2 имеет следующий состав, г/л:

Метилфенидон	0,2
Гидрохинон	5
Сульфит натрия (безводный)	100
Едкое кали	5
Аммоний роданистый	12

Метилфенидон и гидрохинон — проявляющие вещества, которые обеспечивают химическое восстановление галоида серебра до металлического состояния. Сульфит натрия является сохраняющим веществом (антиокислителем), предохраняющим проявляющие вещества от окисления кислородом воздуха. Едкое кали — ускоряющее вещество, повышает активность проявляющих веществ, которые лучше работают в щелочных растворах. Аммоний роданистый — растворитель галоидного серебра, способствующий образованию особо мелкозернистого серебряного изображения. Концентрации веществ в водном растворе приведены для запасного раствора проявителя. Запасной раствор хранится не более двух месяцев при общем количестве 0,5 л. Непосредственно перед использованием запасной раствор разбавляют примерно в 50 раз.

Фиксирование фотопластинок осуществляется в обычном кислом фиксаже следующего состава, г/л:

Тиосульфат натрия (кристаллический)	200
Метабисульфит натрия	40

Тиосульфат натрия служит для быстрого растворения галоида серебра и не действует на серебряное изображение. Метабисульфит натрия содействует быстрому прекращению процесса проявления фотоматериала и удалению побочных продуктов окисления проявляющих веществ путем создания кислой среды в фиксирующем растворе. Водные концентрации веществ фиксажа приведены для рабочего раствора.

Для промывки используется дистиллированная вода или отстоявшаяся водопроводная вода комнатной температуры.

Для предотвращения излишней усадки фотоэмульсионного слоя и сдвига цвета восстановленного изображения в сине-зеленую область (что часто наблюдается при повышенной температуре обрабатываемых растворов) может применяться предварительное задубливание фотоэмульсии в 0,04%-ном растворе формалина. Дубящие фотоэмульсию вещества могут добавляться и в фиксирующий раствор.

Сушка (обезвоживание) фотоэмульсии после проведения процессов обработки ведется с помощью последовательного погружения промытых фотопластинок в 25%-, 50%-, 75%- и 96%-ный водный раствор этилового или изопропилового спирта.

Для подсвечивания рабочего места при работе с фотопластинками в темном помещении применяется электрический фонарик с темно-зеленым фильтром.

### **3.3. Приборы для освещения голограмм и изучения свойств восстановленного изображения**

Изучение свойств восстановленного голографического изображения производится с помощью источника белого света — обычного проекционного устройства с галогенной лампой мощностью 150 Вт. Тепловое воздействие на фотоэмульсию производится с помощью тепловентилятора мощностью 1000 Вт.

### **3.4. Съемка голограмм в голографической камере**

**Подготовка фотопластинки к проведению экспозиции.** Извлеките одну или несколько фотопластинок из упаковочной коробки и вставьте их вертикально в специальную кассету. Держите фотопластинку всегда только за боковые торцы вдоль длинной стороны, ни в коем случае не прикасаясь пальцами к поверхности фотоэмульсии. Поместите фотопластинки в светонепроницаемый бокс, откуда их можно будет брать для дальнейшей работы. Минимальное время нахождения фотопластинки в светонепро-

нищаемом боксе — 15 мин. Эта операция необходима для того, чтобы привести в равновесие влажность фотоэмульсионного слоя с влажностью воздуха в помещении, в противном случае возникающие механические напряжения будут изгибать фотопластинку во время экспозиции, что недопустимо. Все работы с фотопластинками до проведения операции фиксирования производятся в затемненном помещении, однако бокового рассеянного света от газоразрядной трубки лазера, проходящего через верхние жалюзи корпуса лазера, вполне хватает, чтобы уверенно ориентироваться в помещении. При проведении некоторых операций с фотопластинками можно воспользоваться электрическим фонариком с темно-зеленым фильтром, включаемым на короткое время.

**Установка объекта в голографической камере.** Подберите длину трубчатого держателя *HL* (см. рис. 56) с учетом размера объекта по вертикальной оси так, чтобы обеспечить требуемое расстояние между объектом и фотопластинкой. Погрузите трубчатый держатель в кварцевый песок на дне примерно в середине голографической камеры. Наполните внутреннюю полость трубчатого держателя кварцевым песком до самого верха с излишком. Положите объект на верхний торец трубчатого держателя, вдавливая его в кварцевый песок, излишек которого высыпится на дно голографической камеры. После этого установите сверху несущую стеклянную пластину *GP*, также вдавливая ее сверху в кварцевый песок, которым с излишком заполнены боковые стенки голографической камеры. Песчинки, попавшие на объект, могут быть удалены с помощью мягкой кисточки или сдуты с помощью пластмассовой груши. После установки объекта в голографической камере экспозиция может быть произведена не ранее, чем через 15 мин. Это время необходимо для релаксации механических напряжений и выравнивания температурных градиентов.

**Экспонирование фотопластинок.** Освободите край прямоугольного отверстия стеклянной несущей пластины от песчинок и пылинок на ширине 2—3 см, пользуясь для этого мягкой кисточкой. Эту операцию нужно выполнить тщательно, так как она обеспечивает плотное прилегание фотопластинки к стеклянной несущей пластине *GP*. Извлеките одну из фотопластинок из светонепроницаемого бокса и, аккуратно держа за торцы, обдуйте ее со стороны

фотоэмульсионного слоя пластмассовой грушей, чтобы удалить случайно приставшие пылинки. Положите фотопластинку на стеклянную несущую пластину фотоэмульсионным слоем вниз, тщательно совместив ее с прямоугольным отверстием в центре несущей пластины. Фотопластинка должна закрывать прямоугольное отверстие равномерно со всех сторон по периметру. Для снятия остаточных механических напряжений и температурных градиентов, вызванных контактом с рукой оператора, фотопластинку необходимо выдержать в таком положении около 1–2 мин перед началом экспозиции лазерным излучением.

Произведите экспонирование фотопластинки, открывая и закрывая узкий лазерный пучок, аккуратно удаляя и возвращая на место непрозрачный экран, помещенный вблизи плоского зеркала *PM*. Время экспозиции  $t_{\text{exp}}$  отсчитывается с помощью любых электронных или механических часов и составляет 5–60 с. Оптимальное время экспозиции определяется видностью полос или контрастом интерференционной картины, создаваемой объектным и опорным пучками внутри фотоэмульсионного слоя. Высокий контраст интерференционной картины создают близко расположенные от голограммы предметы, имеющие металлические хорошо отражающие поверхности. Более низкий контраст интерференционной картины создают близко расположенные, хорошо отражающие объекты, в которых свет при отражении претерпевает многократное рассеяние, например изделия из керамики и фарфора. Падение контраста интерференционной картины в данном случае можно объяснить сильным изменением поляризации отраженного света при многократном рассеянии назад по сравнению с поляризацией опорного пучка. Контраст интерференционной картины также падает по мере увеличения расстояния между объектом и голограммой главным образом из-за ограниченной когерентности лазерного излучения, что обсуждалось в разд. 2.7. Падение контраста интерференционной картины из-за того или другого фактора может быть скомпенсировано так же, как это делают в обычной фотографии — сокращением времени экспозиции и увеличением времени проявления фотопластинки. Ориентировочные времена экспозиции  $t_{\text{exp}}$  и проявления  $t_{\text{dev}}$  для объектов разных типов приведены в табл. 2.

Вид объекта	Время экспозиции $t_{\text{exp}}$ , с	Время проявления $t_{\text{dev}}$ мин
Близко расположенные объекты с металлической поверхностью или покрытые красками на основе порошкообразных металлов	20–40	25–30
Изделия из керамики, фарфора и пластмассы; объекты, покрытые обычными масляными и вододисперсионными красками. Удаленные и темные объекты	10–20	40

После окончания экспозиции аккуратно снимите фотопластинку с несущей стеклянной пластины и поместите ее в специальный держатель фотоэмульсионным слоем вверх для проведения дальнейшей фотографической обработки в кюветах.

### 3.5. Химико-фотографическая обработка фотопластинок

Последовательность шагов химико-фотографической обработки фотопластинок с указанием параметров операций приведена в табл. 3.

Химический состав всех обрабатывающих растворов был приведен в разд. 3.2. Процедуры 1 и 2 являются необязательными и проводятся только по указанию преподавателя. Процедуры 1–6 производятся на вращающемся столе в пластмассовых фотографических кюветах с использованием пластмассового держателя, в который помещают фотопластинки фотоэмульсионным слоем вверх. Для осуществления процедур 7–10 фотопластинки вынимают из пластмассового держателя и помещают в металлические алюминиевые держатели. Эти процедуры проводят в небольших алюминиевых кюветах размером  $10 \times 13 \times 3$  см<sup>3</sup>, находящихся на неподвижном лабораторном столе. Для окончательной сушки после проведения процедуры 10 фотопластинки вынимают из держателя и ставят вертикально на специальный стеллаж. Следует отметить, что вся химико-фотографическая обработка производится в помещении, оборудованном вытяжной вентиляцией.

Таблица 3

Номер процедуры	Название обработки	Обрабатывающий раствор	Время обработки, мин	Температура растворов, °С
1	Дубление	0,04%-ный раствор формалина	5	19–21
2	Промывка	Дистиллированная вода	2	15–21
3	Проявление	Проявитель ГП-2	25–40	19–21
4	Промывка	Дистиллированная вода	2	15–21
5	Фиксирование	Кислый фиксаж	5	19–21
6	Промывка	Дистиллированная вода	4×5 мин, в четырех кюветах	15–21
7	Обезвоживание	25%-ный раствор этанола	1	19–21
8	Обезвоживание	50%-ный раствор этанола	1	19–21
9	Обезвоживание	75%-ный раствор этанола	1	19–21
10	Обезвоживание	96%-ный раствор этанола	1	19–21
11	Сушка окончательная	На воздухе	10–15	19–21

### 3.6. Изучение свойств голографического изображения

Подключите освещающий источник – проекционный аппарат – к электрической сети через лабораторный автотрансформатор с указателем напряжения. Чтобы избежать перегрузки лампы диапроектора, необходимо плавно вводить напряжение до 220 В.

Приведем возможную последовательность наблюдений голографических восстановленных изображений.

**Наблюдение появления голографического изображения при окончательной сушке голограммы.** Поставьте голограммы после проведения обработки на стеллаж стеклом наружу почти вертикально. Осветите голограммы проекционным аппаратом, находящимся на расстоянии примерно 160 см от голограмм, что соответствует расстоянию между опорным точечным источником и голограммой в схеме записи. Измерение расстояний можно проводить стальной рулеткой. Наблюдайте процесс появления голографического изображения, изменения его яркости, цвета и локализации по площади фотопластинки.

**Наблюдение ортоскопического и псевдоскопического изображений.** После завершения высыхания фотоэмульсионного слоя и прекращения изменений в наблюдаемом ортоскопическом голографическом изображении поверните голограммы фотоэмульсионной стороной наружу к освещающему источнику и наблюдайте псевдоскопическое изображение. Обратите внимание на существенную разницу в свойствах изображений, восстановленных с разных сторон голограммы. Особенно это видно для голограмм объектов с неглубоким рельефом поверхности, например медалей. Не прикасайтесь к фотоэмульсионной стороне фотопластинки! Держите ее осторожно за боковые торцы.

**Наблюдение голографического изображения при изменении угла падения освещающего пучка.** Снимите голограмму со стеллажа и поверните ее стеклянной поверхностью к освещающему пучку. Наблюдая мнимое изображение, постарайтесь отметить изменение цвета голографического изображения при повороте голограммы вокруг горизонтальной оси, проходящей через плоскость фотопластинки.

**Наблюдение свойств голографического изображения при изменении кривизны волнового фронта и относительной протяженности освещающего источника.** Держа голограмму в руке стеклянной стороной к освещающему источнику, наблюдайте изменения, происходящие с ортоскопическим изображением по мере приближения голограммы к диапроектору. Обратите внимание на размеры изо-

бражения объекта, расстояние от изображения объекта до голограммы и четкость восстановленного изображения.

**Наблюдение голографического изображения при увеличении влажности фотоэмульсионного слоя.** Возьмите фотопластинку фотоэмульсионным слоем к себе. Приблизив фотопластинку ко рту на расстояние 3—4 см, осторожно подышите на нее примерно в центре ее площади. Поставьте фотопластинку обратно на стеллаж и наблюдайте изменение цвета мнимого восстановленного изображения во времени при расстоянии от фотопластинки до проекционного аппарата 160 см.

**Наблюдение голографического изображения после прогрева фотоэмульсионного слоя.** Снимите фотопластинку со стеллажа, закрепите ее в специальном держателе и поставьте перед включенным тепловентилятором. Прогрейте фотопластинку в течение нескольких минут в воздушной струе тепловентилятора до температуры порядка 80 °С. После охлаждения фотопластинки наблюдайте изменение цвета восстановленного мнимого изображения по сравнению с прежним, располагая фотопластинку на расстоянии 160 см от диапроектора стеклянной стороной к освещающему пучку.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Почему восстановленное изображение не наблюдается «на отражение» до полного высыхания фотопластинки?

2. Почему ортоскопическое изображение наблюдается при освещении голограммы со стороны стекла, а псевдоскопическое — при освещении со стороны фотоэмульсионного слоя? Можно ли их поменять местами?

3. Почему псевдоскопическое изображение имеет обратный по сравнению с самим объектом рельеф?

4. Чем обусловлено изменение цвета восстановленного изображения по сравнению с цветом излучения лазера?

5. Почему цвет голографического изображения сравнительно слабо зависит от угла падения освещающего пучка на голограмму?

6. Почему резкость восстановленного изображения ухудшается при приближении голограммы к диапроектору?

7. Как зависят размеры восстановленного изображения от расстояния от голограммы до источника освещения?

8. Какими способами можно изменять цвет восстановленного голографического изображения?

9. Как связаны наблюдаемая яркость восстановленного изображения и его цвет?

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

### Использованные источники

1. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю. Н. Денисюк // ДАН СССР. — 1962. — Т. 144. — С. 1275.

2. Holographic data storage in three-dimensional media / E. N. Leith [et al.] // Applied Optics. — 1966. — Vol. 5, N 8. — P. 1303–1311.

3. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // Bell Sys. Tech J. — 1969. — Vol. 48, N 9. — P. 2909–2947.

4. Кольер Р. Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. — М.: Мир, 1973. — 688 с.

5. Gulyaev S. Portable holographic camera for manufacturing high-quality volume reflection holograms / S. Gulyaev // Proc. of SPIE. — 2002. — Vol. 4627. — P. 195–198.

### Рекомендуемые источники

1. Комар В. Г. Изобразительная голография и голографический кинематограф / В. Г. Комар, О. Б. Серов. — М.: Искусство, 1987. — 288 с.

2. Оптическая голография / под ред. Г. Колфилда. — М.: Мир, 1982. — 735 с.

3. Holography for the new millennium / ed. J. Ludman, H. J. Caulfield, J. Riccobono. — New York: Springer-Verlag Inc., 2002. — 319 p.

4. Saxby H. Practical holography / H. Saxby. — Bristol and Philadelphia: IOP Publishing Ltd., 2004. — 482 p.