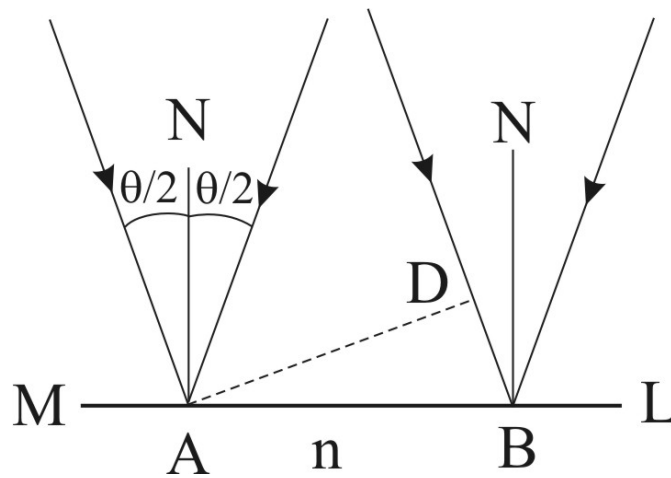


С.Н. Корешев

ОСНОВЫ ГОЛОГРАФИИ И ГОЛОГРАММНОЙ ОПТИКИ



Санкт-Петербург

2009

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

С.Н. Корешев

ОСНОВЫ ГОЛОГРАФИИ И ГОЛОГРАММНОЙ ОПТИКИ

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2009

УДК 535.417; 535.317; 778.38

С.Н. Корешев, Основы голографии и голограммной оптики. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. – 97 с.

На основе избранных глав книги Кольера Р., Беркхарда К., Лина Л. “Оптическая голография” (М.:Мир, 1973г.) изложены принципы метода голографии, базовые технологии формирования, регистрации и восстановления голограмм, а также основные правила построения и функционирования устройств с элементами голограммной оптики, позволяющие в дальнейшем, при необходимости, понять и освоить современные методики расчета, изготовления и использования голограммных оптических элементов и систем.

Учебное пособие предназначено для подготовки студентов по направлению 200200 «Оптотехника», а также для аспирантов и преподавателей вузов.

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и оплотехники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 200200 - Оплотехника и специальности 200203 – Опτικο-электронные приборы и системы



СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007-2008 годы и успешно реализовал инновационную образовательную программу «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», что позволило выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворять возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях науки. Реализация этой программы создала основу формирования программы дальнейшего развития вуза до 2015 года, включая внедрение современной модели образования.

©Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2009

© С. Н. Корешев, 2009

Оглавление

| | |
|---|----|
| Введение..... | 5 |
| 1. Физические основы метода голографии. Типы голограмм | 7 |
| 1.1. Формирование голограмм. Восстановление волнового фронта..... | 7 |
| 1.2. Основное уравнение голографии..... | 8 |
| 1.3. Геометрия формирования голограмм..... | 10 |
| 1.3.1. Схема регистрации голограмм Габора | 11 |
| 1.3.2. Устранение проблемы второго изображения | 13 |
| 1.3.3. Схемы записи объемных голограмм. Схема Ю.Н. Денисюка .. | 14 |
| 1.4. Получение голограмм с падающим под углом диффузным и не диффузным опорным пучком..... | 15 |
| 1.4.1. Понятие о спектре пространственных частот..... | 15 |
| 1.4.2. Дифракция на периодических структурах | 18 |
| 1.4.3. Постановка общей задачи о дифракции | 21 |
| 1.4.4. Получение голограмм с наклонным опорным пучком при недиффузном объектном пучке..... | 22 |
| 1.4.5. Голографирование с наклонным опорным пучком при диффузном освещении объекта..... | 28 |
| 2. Материалы для записи голограмм..... | 30 |
| 2.1. Амплитудные и фазовые голограммы. Среды для их регистрации. | 32 |
| 2.2. Максимально достижимая дифракционная эффективность тонких голограмм | 35 |
| 2.3. Максимально достижимая дифракционная эффективность объемных голограмм..... | 39 |
| 3. Интеграл суперпозиции. Изображающие свойства голограмм точечного источника..... | 42 |
| 3.1. Линейность оптических систем и интеграл суперпозиции..... | 42 |
| 3.2. Геометрический анализ голограмм точечного источника | 44 |
| 3.2.1. Осевая голограмма..... | 47 |
| 3.2.2. Внеосевая голограмма..... | 48 |
| 3.3. Изображающие свойства голограмм точечных источников. Аберрации голограмм третьего порядка. Условия компенсации отдельных типов аберраций. | 50 |
| 3.3.1. Изображающие свойства голограмм в первом параксиальном приближении | 50 |
| 3.3.2. Влияние конечных размеров голограммы. Структура изображения точечного объекта, формируемого голограммой в отсутствии аберраций..... | 56 |
| 3.3.3. Монохроматические аберрации третьего порядка..... | 59 |
| 4. Факторы, ограничивающие качество изображения, формируемого методом голографии | 64 |

| | |
|--|----|
| 4.1. Интермодуляционные помехи | 64 |
| 4.2. Шумы регистрирующей среды | 65 |
| 4.3. Помехи, обусловленные нелинейностью характеристической кривой регистрирующей среды | 66 |
| 4.4. Влияние неравномерности толщины регистрирующей среды на качество восстановленного изображения | 70 |
| 5. Применение метода голографии и устройств на его основе | 72 |
| 5.1. Системы голографической памяти | 72 |
| 5.2. Голографическая интерферометрия с цифровым восстановлением и обработкой данных | 77 |
| 5.3. Голографические мультиплексоры для систем передачи данных со спектральным уплотнением | 81 |
| 5.4. Голографические метки идентификации | 83 |
| 5.5. Солнечные энергетические установки с голограммными оптическими элементами в системах концентрации энергии | 85 |
| 5.6. Голографические проекционные системы | 87 |
| 5.7. Голографические системы кодирования информации, использующие пучки со случайным распределением фазы | 89 |
| 5.8. Изготовленные методом голографии фотонные полимеры и их применение | 91 |
| Заключение | 95 |
| Литература | 96 |

Введение

Настоящее учебное пособие представляет собой конспект лекций по дисциплине "Основы голографии и голограммной оптики", читаемой студентам кафедры Прикладной и компьютерной оптики, специализирующимся в области оптотехники и компьютерной оптики. В нем на основе избранных глав давно уже ставшей библиографической редкостью книги Кольера Р., Беркхарда К., Лина Л. «Оптическая голография» (М.:Мир, 1973г.) описаны принципы голографии, основные технологии формирования, регистрации и восстановления голограмм, а также базовые правила построения и функционирования устройств с элементами голограммной оптики, позволяющие в дальнейшем, при необходимости, понять и освоить современные методики расчета, изготовления и использования голограммных оптических элементов и систем.

В последние годы метод голографии находит все большее применение в науке и технике и даже в повседневной жизни. К настоящему времени голограммы широко используются в оптическом приборостроении, например, в качестве формирователей эталонных волновых фронтов и компенсаторов аберраций, в информационных системах в качестве устройств маршрутизации, согласования и спектрального уплотнения информационных каналов, в устройствах памяти, в том числе и дисковых для компьютеров, в музейном деле и т.д. Мало кто не встречался с голограммами, используемыми в качестве меток идентификации для подтверждения подлинности товаров, денежных знаков и документов. Развитие техники обуславливает прогресс в голографических технологиях и, тем самым, неуклонно ведет к дальнейшему расширению областей практического использования метода.

Термин "голография", включающий в себя два греческих слова, означающих в переводе "весь, полный" и "рисую, отображаю", был введен в употребление венгерским ученым Д. Габором, предложившим в 1947 году метод записи волновых фронтов, позволяющий сохранять информацию как об амплитуде, так и о фазе регистрируемого излучения. Своим рождением голография обязана попыткам улучшить разрешающую способность электронного микроскопа, существенным образом ограниченную сферической аберрацией электронных фокусирующих систем. Предысторию голографии можно описать, начиная с работ немецкого физика Е. Аббе, создавшего теорию формирования изображения в микроскопе. В соответствии с ней процесс формирования изображения представляет собой последовательность актов дифракции и интерференции. Сначала излучение дифрагирует на структуре объекта. При этом за объектом формируется дифракционное

поле, представляющее собой совокупность волн, дифрагированных на структуре объекта. После чего взаимная интерференция этих волн формирует изображение объекта. Последователи Аббе пытались решить задачу разделения указанных выше актов и их последовательного практического использования. В частности, Вольфке в 1920 году хотел реализовать дифракционную часть процесса в рентгеновском излучении, а интерференционную часть в видимом свете. Опыты Вольфке закончились неудачей, поскольку, регистрируя дифракционное поле на фотопластине, являющейся квадратичным регистратором оптического излучения, он терял информацию о фазовой составляющей поля. Позднее В.Л. Брэгг, повторяя опыты Вольфке и используя слюдяные пластинки для внесения фазовых задержек в отдельные участки дифракционного поля, получил изображение распределения атомов в кристалле. В 1935 году Ф. Цернике предложил отказаться от подбора фазы и осуществлять ее запись путем добавления когерентного фона, т.е. опорной волны, к дифракционной картине. Однако практически реализовать свое предложение он так и не смог. Лишь в 1948 году Д. Габору удалось с помощью излучения ртутной лампы зарегистрировать картину интерференции двух волн, обладающих относительно высокой степенью когерентности: волны, дифрагированной на объекте и фоновой квазиплоской волны, играющей роль когерентного фона. В качестве объекта он использовал бинарный транспарант, содержащий лишь прозрачные и непрозрачные участки. Сквозь прозрачные участки проходил когерентный фон. Непрозрачные участки транспаранта формировали дифракционное поле объекта. Зарегистрированная таким образом интерференционная картина получила название голограммы. Д. Габору за эту работу в 1971 году была присуждена Нобелевская премия по физике.

1. Физические основы метода голографии. Типы голограмм

1.1. Формирование голограмм. Восстановление волнового фронта

Голография, согласно определению, приведенному в книге Кольера Р., Беркхарда К. и Лина Л. «Оптическая голография», - это интерференционный метод регистрации световых волн, дифрагировавших на объекте, освещенном когерентным светом. При этом дифрагированные волны должны проинтерферировать с согласованной с ними по фазе опорной волной. Если волны обладают достаточной степенью когерентности, то распределение разности их фаз в пространстве остается постоянным в течение времени, необходимого для регистрации голограммы. Следовательно, возникает стационарная интерференционная картина с определенным распределением интенсивности. Поле, соответствующее этой картине, носит название голографического поля. Отображение этой картины на каком-либо носителе, например, на фотографической пластинке, называется голограммой. Голограмма содержит информацию и о фазе и об амплитуде дифрагированных на объекте волн, благодаря чему обеспечивается возможность их точного восстановления при освещении голограммы восстанавливающей волной, подобной опорной волне, использовавшейся при записи голограммы.

Сохранение воспроизводимой информации о фазе является уникальной особенностью метода голографии. В противоположность ему фотография позволяет сохранить только пространственное распределение интенсивности света, формирующее изображение объекта. Интенсивность же описывается, как известно, квадратом модуля комплексной амплитуды световой волны и, следовательно, не содержит информацию о ее фазовом распределении. В то же время в методе голографии информация об амплитуде и фазе регистрируемой волны, идущей от объекта, кодируется с помощью опорной волны еще до регистрации голограммы.

Голографический метод применим ко всем волнам: электронным, рентгеновским, световым, микроволнам, акустическим и сейсмическим при условии наличия когерентных источников этих волн, пригодных для формирования соответствующих голографических полей. Наибольшее распространение в настоящее время получила оптическая голография, что объясняется, в первую очередь, доступностью лазеров – источников когерентного излучения, и средств регистрации и наблюдения восстановленных изображений. Активно ведутся работы по

рентгеновской голографии, основанной на использовании ондуляторов – синхротронных источников когерентного рентгеновского излучения, и цифрового восстановления голограмм в виртуальном пространстве компьютера, однако широкого распространения эти методы пока еще не получили. Что касается акустической и сейсмической голографии, то в настоящее время они практически не развиваются, поскольку не могут серьезно конкурировать по информативности с широко используемыми в интроскопии методами компьютерной томографии.

1.2. Основное уравнение голографии

Формализуем описанный выше принцип голографической записи волновых фронтов. Для этого обратимся к рис. 1.2.1. На нем представлены два предмета М и N.

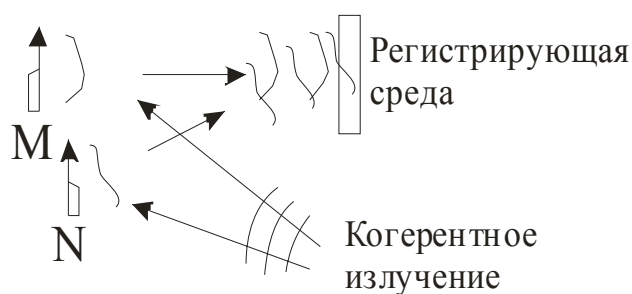


Рис. 1.2.1. Общая схема получения голограммы

Они освещаются когерентным светом от одного и того же источника. Отраженное от предметов излучение интерферирует в области пространства, где расположена регистрирующая среда. Поскольку время регистрации и восстановления голограммы, в общем случае, значительно превышает период осцилляции используемого излучения, то при описании процессов получения голограммы и восстановления волнового фронта нас будут интересовать только комплексные амплитуды света непосредственно вблизи регистрирующей среды. Комплексную амплитуду света, падающего на пластинку от предмета М, можно записать в виде:

$$O = o \exp(i\varphi_o), \quad (1.2.1)$$

где o и φ_o являются функциями пространственных координат плоскости регистрации голограммы, описывающими действительную амплитуду и фазу волны с комплексной амплитудой O . Аналогично этому комплексная амплитуда света, достигающего регистрирующей среды и

отраженного от предмета N , записывается как:

$$R = r \exp(i\varphi_r). \quad (1.2.2)$$

где r и φ_r являются функциями пространственных координат плоскости регистрации голограммы, описывающими действительную амплитуду и фазу волны с комплексной амплитудой R . Обозначим через O^* и R^* величины, комплексно-сопряженные комплексным амплитудам O и R . Тогда амплитуду голографического поля в плоскости регистрации голограммы – U , мы сможем описать с помощью следующего выражения:

$$U = O + R. \quad (1.2.3)$$

При этом интенсивность голографического поля, как известно, будет описываться следующим образом:

$$I = (O + R)(O + R)^*. \quad (1.2.4)$$

Раскрывая выражение (1.2.4) получим:

$$I = OO^* + RR^* + OR^* + RO^* = I_O + I_R + OR^* + O^*R, \quad (1.2.5)$$

где I_O и I_R – интенсивности опорной и объектной волн. Далее положим, что используемая нами регистрирующая среда является линейным детектором интенсивности голографического поля. В случае использования для регистрации голограммы галогенидосеребряной фотоэмульсии, это будет означать, что экспозиция и обработка фотоматериала выбраны таким образом, чтобы почернение фотоэмульсии, определяющее амплитудный коэффициент пропускания голограммы, было бы пропорционально интенсивности голографического поля, описываемой выражением (1.2.5). Отметим, что осуществляемая при этом запись голограммы называется линейной. При этом из (1.2.5) мы можем получить выражение, описывающее с точностью до постоянного коэффициента комплексную амплитуду поля A , формируемого в плоскости голограммы при дифракции на ее структуре восстанавливающего излучения с комплексной амплитудой в плоскости голограммы C :

$$A = kCI = k\{C(I_O + I_R) + COR^* + CO^*R\}. \quad (1.2.6)$$

Отметим, что каждое из слагаемых в (1.2.6) описывает комплексную

амплитуду одной из волн, формируемых голограммой при дифракции на ее структуре восстанавливающего излучения. При этом, если в качестве восстанавливающего излучения использовать излучение, отраженное одним из указанных на рис. 1.2.1 объектов, например объектом R, т.е. положить, что $C = R$, то выражение (1.2.6) можно переписать в виде:

$$A = k\{R(I_O + I_R) + RR^*O + R^2O^*\} = k\{R(I_O + I_R) + I_R O + R^2O^*\}. \quad (1.2.7)$$

Проанализируем полученное выражение. Его первое слагаемое описывает комплексную амплитуду волны, распространяющейся в направлении распространения восстанавливающей волны, т.е. волны, отраженной от предмета N (см. рис. 1.2.1). Второе слагаемое описывает волну, идущую в направлении распространения излучения, отраженного от предмета M, комплексная амплитуда которой пропорциональна амплитуде O. Эта волна формирует восстановленное с помощью голограммы мнимое изображение предмета M. Третье слагаемое (1.2.7) описывает комплексную амплитуду волны, сходящейся в искаженное множителем R^2 действительное изображение предмета M. Одну из формирующих голограммную структуру волн, обычно ту, которая потом используется в качестве восстанавливающей волны, принято называть опорной волной, а вторую – объектной волной. Волну, описываемую первым, вторым и третьим слагаемыми (1.2.7), обычно называют нулевым, -1 и +1 порядками дифракции, соответственно. Пространственное разделение этих порядков обычно обеспечивается соответствующим выбором углов падения опорной и объектной волн на плоскость регистрации голограммы.

1.3. Геометрия формирования голограмм

Для демонстрации влияния геометрии получения голограммы на ее дифракционные свойства рассмотрим представленное на рис. 1.3.1 сечение голографического поля, формируемого при интерференции когерентных волн, испускаемых точечными источниками S_1 и S_2 . В этом поперечном сечении, которое содержит оба точечных источника, следами поверхностей максимумов интенсивности голографического поля (интерференционной картины) являются параболы. В трехмерном пространстве это семейство параболоидов вращения, которые можно получить, поворачивая плоскость рисунка вокруг оси симметрии, в качестве которой выступает прямая, соединяющая оба точечных источника. Указанные параболоиды в случае синфазности волн,

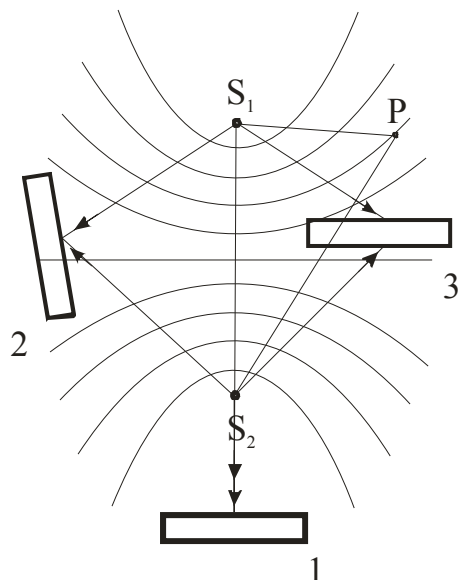


Рис. 1.3.1. Поперечное сечение семейства пучностей в голографическом поле

испускаемых обоими источниками, описываются следующим геометрическим выражением:

$$S_1P - S_2P = m\lambda, \quad (1.3.1)$$

где: P – некоторая точка голографического поля, характеризующаяся максимальной интенсивностью; λ – длина волны излучения, формирующего голографическое поле, $m = 0, 1, 2, \dots$. Цифрами 1, 2, 3 на рисунке обозначены некоторые характерные положения фотопластинки, либо другой регистрирующей среды, используемой для записи голограммы. Д. Габор, не имевший в своем распоряжении лазера и вынужденный максимально использовать свет от источников с низкой степенью когерентности, помещал пластинку в положение 1.

1.3.1. Схема регистрации голограмм Габора

В этом положении (положении 1 на рис. 1.3.1) главные лучи объектного и опорного пучков распространяются по одному направлению. Полученные таким образом голограммы называются осевыми голограммами или голограммами Габора. При их записи разность хода объектной и опорной волн в пределах поверхности пластинки минимальна по сравнению со всеми другими возможными положениями, что позволяет использовать её для формирования голографического поля источниками излучения с низкой степенью когерентности. Относительно большое расстояние между соседними поверхностями максимумов снижает требования к разрешающей способности регистрирующей среды.

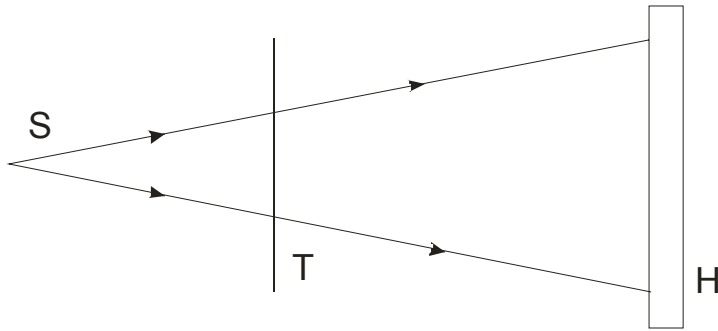


Рис.1.3.2.
Принципиальная схема
записи голограмм
Габор

Принципиальная схема записи голограмм Габор представлена на рис. 1.3.2. Здесь S – источник когерентного излучения, T – транспарант с изображением объекта, H – голограмма. В соответствии с приведенной схемой общую комплексную амплитуду U света, падающего на светочувствительную среду, в плоскости регистрации голограммы можно представить в виде суммы комплексной амплитуды недифрагировавшей на структуре объекта фоновой или опорной волны R и комплексной амплитуды волны, дифрагировавшей на объекте – O :

$$U = R + O \quad , \quad (1.3.2)$$

где: $U = u_0 \exp^{i\varphi_u}$;
 $R = r_0 \exp^{i\varphi_r}$;
 $A = o_0 \exp^{i\varphi_o}$.

Отсюда интенсивность излучения I в плоскости регистрации голограммы может быть описана следующим образом:

$$I = UU^* = (R+O)(R+O)^* = r_0^2 + o_0^2 + r_0 o_0 \exp[i(\varphi_r - \varphi_o)] + r_0 o_0 \exp[i(\varphi_o - \varphi_r)] . \quad (1.3.3)$$

При линейной обработке голограммы и ее восстановлении опорной волной с комплексной амплитудой R амплитуда поля в плоскости голограммы, непосредственно за ней – A , может быть описана с точностью до коэффициента пропорциональности следующим образом:

$$A = RI = r_0^2 (R + O) + r_0^2 \frac{o_0^2}{r_0} \exp(i\varphi_r) + r_0^2 \exp(i2\varphi_r) O^* =$$

$$r_0^2 \left\{ (R + O) + \frac{o_0^2}{r_0} \exp(i\varphi_r) + \exp(i2\varphi_r) O^* \right\} , \quad (1.3.4)$$

где $RR^* = r_o^2$ и $R = r_o \exp(i\varphi_r)$. Если амплитуда опорной волны одинакова по всей плоскости голограммы, то первый член правой части выражения (1.3.4.) описывает волновой фронт, комплексная амплитуда которого пропорциональна амплитуде исходной волны U в выражении (1.3.2). Далее, если амплитуда опорной волны настолько велика, что $o_0^2/r_o \ll 1$, то вторым слагаемым выражения (1.3.4) можно пренебречь. Наконец для опорной волны, фаза которой практически не изменяется на всей плоскости голограммы, третий член пропорционален величине, сопряженной комплексной амплитуде объектной волны. Он создает второе, сопряженное изображение объекта. В случае использования приведенной выше схемы сопряженное изображение является действительным. Таким образом, при разглядывании восстанавливающей голограммы источника сквозь голограмму будут видны этот источник, мнимое изображение объекта и сопряженное действительное изображение объекта. Если наблюдатель сфокусирует глаз на мнимом изображении, то действительное изображение окажется расфокусированным. Наоборот, если поместить экран в той плоскости, где дифрагированные на структуре голограммы лучи создают действительное изображение, на нем будет присутствовать паразитная засветка от расфокусированного мнимого изображения объекта. Эти взаимные световые помехи от изображения двойника в направлении наблюдения являются основным, наиболее значимым, недостатком голограмм, получаемых по осевой схеме Д. Габора.

1.3.2. Устранение проблемы второго изображения

Вновь обратимся к рис. 1.3.1. Если поместить регистрирующую среду в положение, обозначенное цифрой 2, реализуется схема записи голограмм, предложенная Е. Лейтом и Дж. Упатниексом. Полученные таким образом голограммы называются внеосевыми голограммами. Они характеризуются значительно более высокими, по сравнению с осевыми голограммами, требованиями к разрешающей способности регистрирующих сред и степени когерентности излучения, используемого для формирования голографического поля. Внеосевое расположение регистрирующей среды хотя и требует использования лазерных источников излучения для формирования голографического поля, позволяет пространственно разделить порядки дифракции голограммы и, тем самым, позволяет избежать переналожения изображений, восстанавливаемых в +1 и -1 порядках дифракции. Благодаря использованию внеосевых схем оптическая голография освободилась от ограничений, возникших в первых работах по электронной и рентгеновской голографии. Преимущества внеосевых схем дали возможность применять голографию для любых прозрачных

или отражающих объектов, например, полутонковых транспарантов или отражающих трехмерных объектов. При использовании внеосевого метода, в отличие от осевой голографии, интенсивность опорного пучка не обязательно должна быть намного больше интенсивности объектной волны. Однако интенсивность опорного пучка лучей все же должна быть достаточно большой по сравнению с амплитудой его модуляции, обусловленной объектной волной, чтобы результирующая экспозиция не выходила за пределы линейного участка характеристической кривой регистрирующей среды, т.е. чтобы запись голографического поля оставалась линейной.

1.3.3. Схемы записи объемных голограмм. Схема Ю.Н. Денисюка

Схема Лейта и Упатниекса (положение 2 на рис. 1.3.1) позволяет в зависимости от толщины регистрирующей среды и ширины спектра пространственных частот регистрировать как тонкие, так и объемные голограммы. Если толщина регистрирующей среды мала по сравнению с расстоянием между поверхностями максимумов интенсивности регистрируемого голографического поля, то голограмма, полученная в этом положении, действует как двумерная дифракционная решетка. При этом голограмма, по существу, представляет собой систему полос на поверхности регистрирующей среды. То же самое справедливо, конечно, и для габоровских осевых голограмм. Голограммы, получаемые на относительно толстых, по сравнению с периодом следования максимумов интенсивности голографического поля, регистрирующих средах представляют собой объемную дифракционную решетку, состоящую из последовательности частично отражающих поверхностей. Такая решетка, как известно, обладает селективным, т.е. зависящим от угла падения и длины волны восстанавливающей волны, откликом, описываемым законом Брэгга. Голограммы, обладающие такими свойствами, называют объемными или брэгговскими. Если толстая по сравнению с периодом следования максимумов голографического поля регистрирующая среда устанавливается в положение 3, то опорная и объектная сферические волны падают на нее с разных сторон. В этом случае расстояние между поверхностями максимумов интенсивности голографического поля составляет примерно половину длины волны регистрирующего излучения и эти поверхности близки к плоскостям, параллельным поверхности регистрирующей среды. Такая схема регистрации голограммы предложена Ю.Н. Денисюком и носит его имя. При регистрации голограммы в такой схеме в объеме регистрирующей среды образуется большое количество частично отражающих излучение поверхностей, называемых стратами, действующих подобно

отражательному интерференционному фильтру. Даже для толщин регистрирующей среды 10 – 12 мкм число этих страт может быть более 50. Большое число содержащихся в голограмме частично отражающих поверхностей обуславливает их высокую спектральную селективность, позволяющую восстанавливать записанное на них изображение в белом свете. Такие голограммы называются голограммами Ю.Н. Денисюка или отражательными объемными голограммами. Следует отметить, что известная из курса физики фотография Липпмана является, по своей сути, частным случаем голограммы Денисюка.

1.4. Получение голограмм с падающим под углом диффузным и не диффузным опорным пучком

1.4.1. Понятие о спектре пространственных частот

Введем понятие плоской волны. Волна называется плоской, если ее амплитуда и фаза в любой момент времени постоянны по всей плоскости, уравнение которой имеет вид:

$$\vec{r} \cdot \vec{n} = const, \quad (1.4.1)$$

где: r со стрелкой – радиус вектор точки в пространстве, а n со стрелкой – единичный вектор, нормальный к рассматриваемой плоскости.

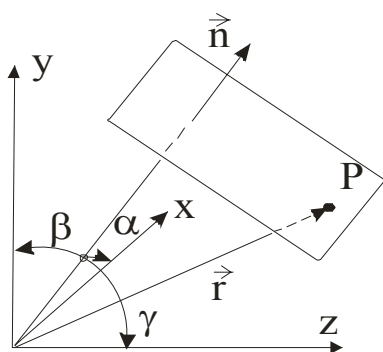


Рис. 1.4.1. Плоская волна в прямоугольной системе координат

Положим, что величина электрического поля V может быть описана следующим выражением:

$$V(x, y, z, t) = a_1 \exp(-ik\vec{r} \cdot \vec{n}) \exp(i2\pi ft), \quad (1.4.2)$$

где a_1 – постоянная амплитуда волны, k – константа. Тогда для

конкретных значений $r = r_1$ и $t = t_1$ фаза волны будет равна $\varphi_1(r_1, t_1)$:

$$\varphi_1(r_1, t_1) = 2\pi f t_1 - k\vec{r}_1 \cdot \vec{n}. \quad (1.4.3)$$

В более поздний момент времени $t_2 > t_1$ то же значение φ_1 фаза будет иметь на большем расстоянии от начала координат, в то время как на прежнем расстоянии она возрастет. Отсюда следует, что плоскости постоянных фаз перемещаются в пространстве. Следовательно, приведенное выше выражение (1.4.2) действительно описывает плоскую волну. Направление вектора \vec{n} , нормального к плоскости постоянной фазы, является направлением распространения волны. Если $\cos \alpha$, $\cos \beta$, и $\cos \gamma$ – направляющие косинусы вектора n , то выражение (1.4.2) можно переписать в виде:

$$V(x, y, z) = a_1 \exp[-ik(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma)] \exp(i2\pi f t), \quad (1.4.4)$$

где x , y , z – компоненты вектора r в декартовых координатах. Подстановка (1.4.4) в волновое уравнение [6]

$$\nabla^2 V(x, y, z, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V(x, y, z, t)}{\partial t^2} \quad (1.4.5)$$

дает:

$$-k^2(\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma) = -\frac{4\pi^2 f^2}{c^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2}, \quad (1.4.6)$$

где λ – длина волны излучения. Поскольку направляющие косинусы удовлетворяют соотношению:

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1, \quad (1.4.7)$$

то (1.4.4.) является решением волнового уравнения при условии

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.4.8)$$

Величина k называется волновым числом.

С учетом этого соотношение (1.4.4) мы можем переписать в виде:

$$\begin{aligned}
 V(x, y, z, t) &= a_1 \exp\left[-2\pi i\left(x \frac{\cos \alpha}{\lambda} + y \frac{\cos \beta}{\lambda} + z \frac{\cos \gamma}{\lambda}\right)\right] \exp(i2\pi ft) = \\
 &= a_1 \exp[-2\pi i(\xi x + \eta y + \zeta z)] \exp(i2\pi ft) = A(x, y, z) \exp(i2\pi ft).
 \end{aligned}
 \tag{1.4.9}$$

В данном курсе мы будем рассматривать, как правило, только монохроматическое излучение. Тогда множитель $\exp(i2\pi ft)$ можно опустить и для описания электромагнитной волны пользоваться только ее комплексной амплитудой $A(x, y, z)$. Величины ξ , η и ζ , определяемые равенствами

$$\xi = \frac{\cos \alpha}{\lambda}; \quad \eta = \frac{\cos \beta}{\lambda}; \quad \zeta = \frac{\cos \gamma}{\lambda}
 \tag{1.4.10}$$

называются пространственными частотами. Они обратны пространственным периодам волны, измеренным по осям x , y , z , соответственно. Пространственные частоты измеряются в обратных миллиметрах (мм^{-1}) или в линиях на миллиметр (устаревшее).

Отметим, что пространственные частоты могут принимать как положительные, так и отрицательные значения. Воспользуемся следующим правилом знаков для пространственных частот и фаз волн. Если направление распространения волны составляет с соответствующей осью угол меньше 90° , то пространственная частота положительна, если больше 90° , то она отрицательна. Если ориентировать систему координат так, чтобы, например, ось z совпала с направлением распространения волны ($\xi = \eta = 0$, $\zeta = 1/\lambda$), то легко видеть, что в (1.4.9) фаза волны в фиксированный момент времени уменьшается с увеличением расстояния от источника.

Величины ξ , η и ζ не являются независимыми, их связь можно получить из (1.4.7). При подстановке (1.4.10) в (1.4.7) получим:

$$\lambda^2 \xi^2 + \lambda^2 \eta^2 + \lambda^2 \zeta^2 = 1,
 \tag{1.4.11}$$

или

$$\zeta = \pm \frac{1}{\lambda} (1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2},
 \tag{1.4.12}$$

где знак определяется направлением распространения волны в соответствии с ранее принятым правилом знаков. Теперь мы можем записать комплексную амплитуду $A(x, y, z)$ плоской волны в виде:

$$\begin{aligned}
A(x, y, z) &= a_1 \exp\left[-2\pi i\left(x \frac{\cos \alpha}{\lambda} + y \frac{\cos \beta}{\lambda} + z \frac{\cos \gamma}{\lambda}\right)\right] = \\
&= a_1 \exp[-2\pi i(\xi x + \eta y)] \exp\left[-\left(\frac{2\pi i}{\lambda}\right) z (1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}\right] = \\
&= A(x, y, 0) \exp\left[-i\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) z (1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}\right].
\end{aligned}
\tag{1.4.13}$$

Из (1.4.13) видно, что величина комплексной амплитуды плоской волны на произвольном расстоянии z равна произведению комплексной амплитуды волны при $z=0$ и экспоненты, убывающей при увеличении z .

Рассмотрим теперь поведение световой волны, встречающей на своем пути какое – либо препятствие. Чтобы получить точное решение задачи дифракции, необходимо решить волновое уравнение при граничных условиях, соответствующих выбранному препятствию. Такой прямой подход, к сожалению, позволяет получить решение задачи дифракции лишь для препятствий очень простой формы. Поэтому обычно представляющие практический интерес задачи дифракции решают приближенными методами, одним из которых воспользуемся и мы.

1.4.2. Дифракция на периодических структурах

Рассмотрим плоскую волну с амплитудой a_1 , распространяющуюся в направлении положительной полуоси z и падающую на прозрачный объект (транспарант), находящийся в плоскости $z=0$. Пусть транспарант имеет пропускание t , описываемое периодической функцией

$$t(x, y) = t_0 + t_1 \cos 2\pi \eta y. \tag{1.4.14}$$

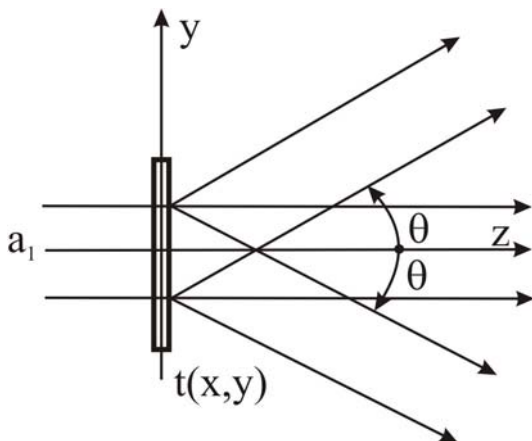


Рис. 1.4.2. Дифракция плоской волны на транспаранте с периодической структурой

Здесь t_0 и t_1 вещественные постоянные, т.е. предполагается, что транспарант чисто амплитудный и не вносит фазового сдвига в проходящую через него волну; η – пространственная частота амплитудного коэффициента пропускания транспаранта. Отметим, что понятие пространственной частоты применимо к синусоидальной составляющей пространственного распределения любой физической величины, а не только к распределению комплексных амплитуд света. Непосредственно за транспарантом амплитуда волны $A(x, y, 0)$ равна произведению амплитуды падающего света a_1 и пропускания t

$$\begin{aligned} A(x, y, 0) &= a_1 t(x, y) = a_1 t_0 + a_1 t_1 \cos 2\pi \eta y = \\ &= a_1 t_0 + \frac{1}{2} a_1 t_1 \exp(2\pi i \eta y) + \frac{1}{2} a_1 t_1 \exp(-2\pi i \eta y) \end{aligned} \quad (1.4.15)$$

Заметим, что второе слагаемое (1.4.15) имеет тот же вид, что и решение волнового уравнения (1.4.9), если в него подставить $\xi = 0$ и $\eta < 0$. Отсюда можно сделать вывод о том, что это второе слагаемое (1.4.15) описывает плоскую волну, которая распространяется параллельно плоскости yz и характеризуется отрицательной пространственной частотой, поскольку направление ее распространения образует с осью y угол более 90° . При этом обозначенный на рис. 1.4.2. угол θ , который составляет направление распространения этой волны с осью z и определяется как $90^\circ - \beta$, является отрицательным углом, поскольку для него должно выполняться равенство $\sin \theta_2 = \lambda \eta$. Аналогично третье слагаемое (1.4.15) описывает плоскую волну, которая также распространяется параллельно плоскости yz с положительной пространственной частотой по оси y , образуя при этом с осью z положительный угол θ . Первое слагаемое в (1.4.15) не зависит ни от x , ни от y и описывает плоскую волну, распространяющуюся в направлении оси z . Итак, при падении плоской волны, распространяющейся вдоль оси z , на транспарант с синусоидальным в направлении y амплитудным пропусканием за транспарантом возникают три плоские волны: первая, с амплитудой $a_1 t_0$, распространяется вдоль оси z (не дифрагированная волна, т.е. волна, не изменившая направление своего распространения); вторая, с амплитудой $a_1 t_1 / 2$, распространяется в плоскости yz , образуя с осью z угол $|\theta| = \arcsin(\lambda \eta)$ (дифрагированная волна -1 порядка); третья, с амплитудой $a_1 t_1 / 2$, распространяется в плоскости yz вверх от оси z , образуя с ней такой же по модулю угол θ (дифрагированная волна +1 порядка).

Мы рассмотрели один из важных случаев дифракции. Транспаранты с периодическим распределением амплитудного

пропускания называются дифракционными решетками. В большинстве случаев голограмму можно рассматривать как транспарант с периодически модулированным амплитудным пропусканием. Поэтому можно ожидать, что голограмма будет воздействовать на падающий свет примерно так же, как обычная дифракционная решетка.

Продолжим рассмотрение дифракции плоской волны на помещенном в плоскости $z = 0$ транспаранте с синусоидальным амплитудным пропусканием $t(x, y)$ и определим комплексную амплитуду света в плоскости xy при $z = d$. Непосредственно за транспарантом возникают три плоские волны, комплексные амплитуды которых в плоскости $z = 0$ описываются выражением (1.4.15). С помощью ранее полученного выражения (1.4.13) определим комплексные амплитуды этих волн в плоскости $z = d$. Результирующая комплексная амплитуда при $z = d$ является их суммой и имеет вид:

$$\begin{aligned}
 A(x, y, d) = & a_1 t_0 \exp\left(-i \frac{2\pi d}{\lambda}\right) + \\
 & + \frac{1}{2} a_1 t_1 \exp(i2\pi\eta y) \exp\left[-i \frac{2\pi d}{\lambda} (1 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}\right] + \\
 & + \frac{1}{2} a_1 t_1 \exp(-i2\pi\eta y) \exp\left[-i \frac{2\pi d}{\lambda} (1 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}\right].
 \end{aligned} \tag{1.4.16}$$

Поскольку зависящие от z показатели экспонент в (1.4.16) являются мнимыми, каждое из трех слагаемых этого выражения описывает распространяющуюся волну. Однако для некоторых длин волн λ показатели экспонент становятся вещественными. При $\lambda\eta \rightarrow 1$ угол дифракции $\theta = \arcsin(\lambda\eta)$ увеличивается, приближаясь к 90° . Для больших значений длин волн, удовлетворяющих неравенству $\lambda^2 \eta^2 > 1$, выражение $(1 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}$ становится мнимым. В этом случае второе и третье слагаемые (1.4.16), соответствующие первым порядкам дифракции, будут описывать поверхностные волны, т.е. волны, распространяющиеся вдоль поверхности транспаранта и затухающие по экспоненте с увеличением расстояния от нее. Если приведенное выше условие записать в виде $\lambda > 1/\eta$, то видно, что поверхностные волны возникают при падении на решетку излучения, длина волны которого больше периода решетки, равного $1/\eta$. Если записать условие существования затухающих волн в виде $\eta > 1/\lambda$, то будет видно, что в распределении поля на расстоянии $d \gg \lambda$ от транспаранта не содержится никакой информации о его пространственных частотах, превышающих $1/\lambda$.

1.4.3. Постановка общей задачи о дифракции

Если функция амплитудного пропускания $t(x, y)$ не синусоидальная, но периодическая, то ее, как известно, можно привести к сумме синусоидальных функций, разложив в ряд Фурье:

$$t(x, y) = \sum_l \sum_k t_{lk} \exp(-i2\pi\xi_l x) \exp(-i2\pi\eta y). \quad (1.4.17)$$

Если же $t(x, y)$ непериодическая функция, то ряд Фурье необходимо заменить на интеграл Фурье. При этом коэффициенты t_{lk} заменяются произведением $T(\xi, \eta)d\xi d\eta$, где $T(\xi, \eta)$ – Фурье образ функции $t(x, y)$, определяемый с помощью следующего выражения:

$$T(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x, y) \exp(2\pi i \xi x) \exp(2\pi i \eta y) dx dy. \quad (1.4.18)$$

Тогда выражение, описывающее комплексную амплитуду поля за транспарантом, на расстоянии d от него, имеет вид:

$$A_2(x, y, d) = a_1 \iint \left[T(\xi, \eta) \exp\left(-i \frac{2\pi d}{\lambda} (1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}\right) \right] \times \exp(-i2\pi\xi x) \exp(-i2\pi\eta y) d\xi d\eta, \quad (1.4.19)$$

где интегрирование производится по всем ξ и η , удовлетворяющим неравенству $(\xi^2 + \eta^2) \leq 1/\lambda^2$. Анализ выражения (1.4.19) приводит к следующему заключению: если плоская волна с амплитудой a_1 , распространяющаяся в направлении оси z , падает на помещенный в плоскости $z=0$ транспарант с амплитудным пропусканием $t(x, y)$, то спектр $A_2(\xi, \eta)$ комплексной амплитуды волны в плоскости $z = d$ имеет вид:

$$A_2(\xi, \eta)|_{z=d} = a_1 T(\xi, \eta) \exp\left[-i \frac{2\pi d}{\lambda} (1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}\right]. \quad (1.4.20)$$

Если ограничиться рассмотрением низкочастотных составляющих спектра, т.е. допустить, что $\xi, \eta \ll 1/\lambda$, то квадратный корень в (1.4.20) можно записать в виде:

$$(1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2} \approx 1 - \frac{1}{2} \lambda^2 \xi^2 - \frac{1}{2} \lambda^2 \eta^2, \quad (1.4.21)$$

а (1.4.20) заменить приближенным выражением:

$$A_2(\xi, \eta)|_{z=d} \approx a_1 T(\xi, \eta) \exp[i\pi\lambda d(\xi^2 + \eta^2)]. \quad (1.4.22)$$

Отметим, что фазовый множитель $\exp(-i2\pi d/\lambda)$ в (1.4.22) опущен, поскольку он не зависит от пространственных частот. Отбрасывание фазового множителя, постоянного по всей плоскости, эквивалентно сдвигу начала отсчета времени.

Введя понятие пространственных частот и решив простейшие задачи дифракции, мы получили необходимые знания для более детального анализа основной схемы получения голограмм - схемы получения голограмм с наклонным опорным пучком. Начнем ее рассмотрение со случая недиффузного объектного пучка.

1.4.4. Получение голограмм с наклонным опорным пучком при недиффузном объектном пучке

Получение голограммы с помощью опорной волны, падающей на плоскость регистрирующей среды под углом, отличным от угла падения объектной волны, рассматривался нами ранее как один из наиболее эффективных методов пространственного разделения восстановленных изображений. Пространственно-частотный анализ этого метода основан на понятии несущей, или опорной, волны, пространственная частота которой модулируется информацией о предмете. Таким образом, выражение “голограмма с несущей частотой” эквивалентно выражению “внеосевая голограмма”. При использовании метода несущей частоты отпадает необходимость получения опорной волны за счет света, прошедшего через предмет. Вследствие этого, при применении внеосевых голограмм, в противоположность габоровским голограммам, нет необходимости ограничиваться транспарантами с большими прозрачными участками. На рис.1.4.3. показан простой способ деления волнового фронта, позволяющий освещать прозрачный транспарант когерентной плоской волной и получать наклонную плоскую волну от того же источника. В качестве объекта можно взять полутонной транспарант. Пусть $O(x, y)$ – комплексная амплитуда объектной волны в плоскости голограммы, $R = r \exp(2\pi i \xi x) = r \exp(ikx \sin\theta)$ – комплексная амплитуда плоской опорной волны. Из сравнения этих выражений проводимого с учетом принятого нами ранее правила знаков для фазы, гласящего, что фаза волны обратно пропорциональна пройденному оптическому пути, получим выражение для пространственной частоты опорной волны, представленной на рис.1.4.3. Пространственная частота

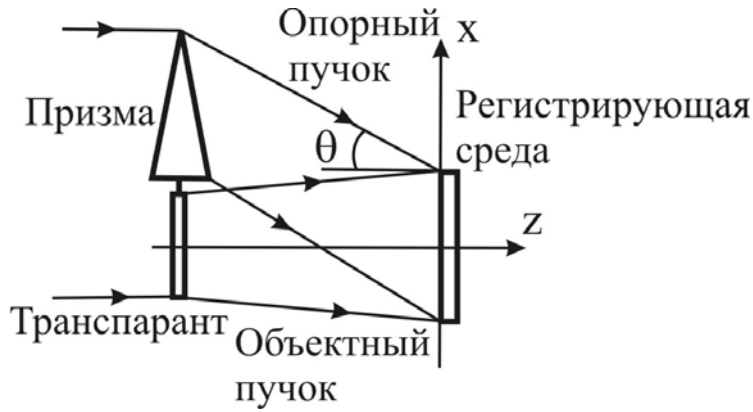


Рис.1.4.3. Схема получения голограмм с внеосевым опорным пучком

опорной волны, представленной на рис.1.4.3. Пространственная частота опорной волны $\xi_{опорн} = -\xi_r = -(\sin\theta)/\lambda$ соответствует волновому вектору опорной волны, направленному вниз от оси z , где θ - угол, образованный им в плоскости xz с осью z .

Пусть после записи интерференционной картины, образованной волновыми фронтами $O(x, y)$ и $R(x, y)$ мы получили голограмму с амплитудным пропусканием, пропорциональным интенсивности зарегистрированного голографического поля I , описываемого следующим выражением:

$$I = OO^* + RR^* + OR^* + O^*R = OO^* + r^2 + Or \exp(-2\pi i \xi_r x) + O^*r \exp(2\pi i \xi_r x), \quad (1.4.23)$$

т.е. ее амплитудное пропускание $t(x, y)$ равно:

$$t = t_0 - kI, \quad (1.4.24)$$

где t_0 – начальный уровень пропускания, k – коэффициент пропорциональности. Если на стадии восстановления голограмма освещается исходной опорной волной, то для комплексной амплитуды поля сразу за голограммой мы можем записать:

$$A(x, y) = Rt = t_0 r \exp(2\pi i \xi_r x) - k \left[OO^* r \exp(2\pi i \xi_r x) + r^3 \exp(2\pi i \xi_r x) + Or^2 + O^* r^2 \exp(4\pi i \xi_r x) \right]. \quad (1.4.25)$$

Ранее без доказательств мы утверждали, что при выборе соответствующего направления распространения опорной волны можно отделить нужную восстановленную волну от остальных волн,

дифрагированных голограммой. Для доказательства этого и определения связи условия пространственного разделения дифрагированных волн с максимальной пространственной частотой пропускания объекта, проведем пространственно-частотный анализ выражения (1.4.25). Пусть регистрируемый на голограмме транспарант имеет пропускание $S(x, y)$ и спектр $S(\xi, \eta)$, где $S(\xi, \eta)$ представляет собой Фурье-образ $S(x, y)$. Протяженность спектра $S(\xi, \eta)$ лежит в пределах от $-\xi_{\max}$ до ξ_{\max} и от $-\eta_{\max}$ до η_{\max} . При освещении объекта распространяющейся вдоль оси z плоской волной комплексная амплитуда объектной волны, падающей на голограмму, равна $O(x, y)$. Соответствующий этой функции спектр определяется выражением:

$$O(\xi, \eta) = o_1 S(\xi, \eta) \exp \left[-i \frac{2\pi d}{\lambda} (1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2} \right], \quad (1.4.26)$$

где o_1 – постоянная амплитуда плоской волны, падающей на транспарант, d – расстояние между транспарантом и голограммой. Заметим, что максимальная протяженность, или ширина, спектра $O(\xi, \eta)$ в плоскости пространственных частот определяется интервалом, в котором функция $S(\xi, \eta)$ не равна 0. Выражение (1.4.25) содержит не только $O(x, y)$, но и комплексно-сопряженную ей величину $O^*(x, y)$ со спектром:

$$O'(\xi, \eta) = O^*(-\xi, -\eta) = o_1 S^*(-\xi, -\eta) \exp \left[+i \frac{2\pi d}{\lambda} (1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2} \right]. \quad (1.4.27)$$

Теперь с помощью (1.4.26) и (1.4.27) найдем абсолютное значение спектра функции $A(x, y)$, определяемой выражением (1.4.25). Первый член в правой части (1.4.25), $t_0 \exp(2\pi i \xi_r x)$, описывает плоскую волну, представляющую собой недифрагированный свет, распространяющийся в направлении восстанавливающей волны. Ее спектр, как известно, представляет собой δ – функцию, располагаемую в точке спектральной плоскости, характеризующейся координатами $(-\xi_r, 0)$. Изобразим ее для наглядности большой вертикальной стрелкой на рис. 1.4.4. Второе слагаемое в (1.4.25) (первое в скобках), $-k O O^* \exp(2\pi i \xi_r x)$, преобразуется в частотном пространстве в функцию автокорреляции спектра O . Прежде всего нас интересует максимальная протяженность функции автокорреляции в спектре пространственных частот: эта величина является главным фактором, определяющим пространственную частоту, соответствующую требуемому углу падения опорной волны. Для ее нахождения напомним, что интеграл корреляции

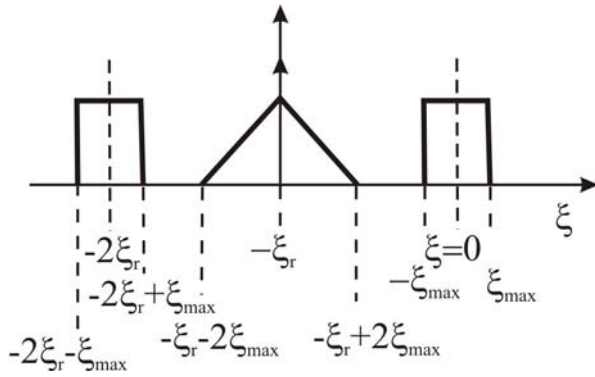


Рис.1.4.4. Пространственный спектр восстановленного голограммой излучения

подобно интегралу свертки, не равен нулю лишь в пределах области перекрытия функций при сканировании одной из них с помощью другой. Интервал значений переменных, в котором интеграл не равен нулю, определяется суммой ширин обеих функций; в случае автокорреляции максимальная протяженность результирующей функции в два раза больше ширины функции, подвергаемой операции автокорреляции. Опуская постоянные множители, получаем Фурье-образ второго слагаемого (1.4.25):

$$\begin{aligned}
 OO^* \exp(2\pi i \xi_r x) &\supset O^*(\xi, \eta) * O(\xi + \xi_r, \eta) = \\
 &= \left[S^*(\xi, \eta) \exp\left(i \frac{2\pi d}{\lambda} (1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}\right) \right] * \\
 &* \left[S(\xi + \xi_r, \eta) \exp\left(-i \frac{2\pi d}{\lambda} (1 - \lambda^2 (\xi + \xi_r)^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}\right) \right].
 \end{aligned} \tag{1.4.28}$$

Как указывалось ранее, ширина спектра $O(\xi, \eta)$ определяется его амплитудным распределением и, следовательно, шириной спектра $S(\xi, \eta)$. Таким образом, функция автокорреляции в два раза шире функции $S(\xi, \eta)$: ее ширина составляет $2[\xi_{\max} - (-\xi_{\max})] = 4\xi_{\max}$ по оси ξ и $4\eta_{\max}$ по оси η . Ее центр $(-\xi_r, 0)$ соответствует центру функции $S(\xi + \xi_r, \eta)$ и совпадает с пространственной частотой, соответствующей углу падения восстанавливающей волны. Симметричное размытие дифрагированного света вокруг направления распространения восстанавливающей волны называют интермодуляцией, имея в виду, что оно обусловлено взаимной интерференцией точек объекта.

Снова возвращаясь к (1.4.25), мы видим, что второе слагаемое в скобках, $-kr^3 \exp(2\pi i \xi_r x)$, аналогично первому экспоненциальному слагаемому в правой части формулы (1.4.25), которое, как уже говорилось, преобразуется в δ -функцию в точке $(\xi = -\xi_r, 0)$.

Все три слагаемых (1.4.25), которые мы только что рассмотрели, называются членами нулевого порядка дифракции, так как они описывают световые волны, не испытавшие отклонения, т.е.

распространяющиеся за голограммой в том же направлении, что и падающая на нее волна.

Третий член в квадратных скобках в (1.4.25) пропорционален исходной волне $O(x, y)$, которая падала на плоскость регистрации голограммы при ее записи и называлась нами объектной. Абсолютная величина ее спектра $|O(\xi, \eta)|$, как легко видеть из (1.4.26) пропорциональна $|S(\xi, \eta)|$. Положим, что $|S(\xi, \eta)|$ описывает симметричное распределение вокруг центральной пространственной частоты $\xi = 0, \eta = 0$ в интервале $\pm \xi_{\max}$ и $\pm \eta_{\max}$ и, следовательно, то же частотное распределение соответствует функции $O(x, y)$ в изображении спектра.

Последнее слагаемое в (1.4.25), $-kO^*r^2 \exp(4\pi i \xi_r x)$, описывает волновой фронт, несущий информацию о комплексно сопряженной комплексной амплитуде объектной волны в плоскости записи и восстановления голограммы. Его пространственный спектр определяется следующим соотношением:

$$-kO^*r^2 \exp(4\pi i \xi_r x) \supset -kr^2 O^* [-(\xi + 2\xi_r), -\eta] . \quad (1.4.29)$$

Абсолютная величина этого спектра пропорциональна $|S^*[-(\xi + 2\xi_r), -\eta]|$, т.е. это частотное распределение подобно распределению спектра объектной волны, но является его зеркальным отражением и смещено по оси ξ на величину $-2\xi_r$, а граничные значения частот равны $\xi = -2\xi_r \pm \xi_{\max}$ и $\pm \eta_{\max}$.

На рис.1.4.4. построены абсолютные значения спектров волн на выходе из голограммы. Из него видно, что использование опорной волны с соответствующей высокой пространственной частотой (т.е. большим углом падения θ) обеспечивает угловое разделение волн за голограммой. Как следует из этого рисунка наложения волн нулевого порядка дифракции и образующих изображения волн первых порядков дифракции можно избежать, если пространственная частота опорной волны удовлетворяет соотношению:

$$|\xi_{\text{опорн}} - \xi_0| = |-\xi_r - \xi_0| = \xi_r + \xi_0 \geq 3\xi_{\max} , \quad (1.4.30)$$

где ξ_0 – центральная пространственная частота спектра предмета, которую мы при анализе считали равной нулю. Выражение (1.4.30) представляет собой условие возможности пространственного разделения дифракционных порядков голограммы. Физически, оно сводится к необходимости выбора таких углов падения опорной и восстанавливающей волн, при которых величины углов, составляемых направлениями распространения объектной и каждой из вышеназванных

волн, превышали бы полуторный угловой размер объекта. Отсюда следует, что для выполнения условия минимального углового разделения волн, светочувствительный материал, используемый для записи голограммы, должен обладать высокой разрешающей способностью в направлении оси x .

Заменим в написанном ранее основном уравнении голографии (1.4.23) комплексную амплитуду объектной волны $O(x, y)$ в плоскости голограммы ее компонентой в направлении x с наивысшей пространственной частотой, $\xi_0 + \xi_{\text{макс}}$.

$$A(\xi_0 + \xi_{\text{макс}}) \exp[-2\pi i(\xi_0 + \xi_{\text{макс}})x]. \quad (1.4.31)$$

Тогда (1.4.23) можно будет представить в виде:

$$\begin{aligned} I &= A^2 + r^2 + A(\xi_0 + \xi_{\text{макс}})r \exp[-2\pi i(\xi_0 + \xi_{\text{макс}} + \xi_r)x] + \\ &+ A(\xi_0 + \xi_{\text{макс}})r \exp[2\pi i(\xi_0 + \xi_{\text{макс}} + \xi_r)x] = \\ &= I_0 + (\text{const}) \cos[2\pi i(\xi_0 + \xi_{\text{макс}} + \xi_r)x]. \end{aligned} \quad (1.4.32)$$

В аргументе косинуса содержится частота полос $\xi_r + \xi_0 + \xi_{\text{макс}}$, которая должна быть зарегистрирована на светочувствительной среде.

Если учесть условие (1.4.30), гласящее, что $\xi_r + \xi_0$ должны превышать $\xi_{\text{макс}}$, по крайней мере в три раза, то оказывается, что подлежащая регистрации пространственная частота должна, по крайней мере, в 4 раза превосходить наивысшую пространственную частоту объекта. Требование высокой разрешающей способности регистрирующей среды при получении голограмм с наклонным опорным пучком, является своего рода платой за пространственное разделение пучков, восстановленных с помощью голограммы. Отметим, что выполнение соотношения (1.4.30) обеспечивает лишь условие углового разделения пучков нулевого и первых порядков и не гарантирует их пространственного разделения во всем пространстве за голограммой. Тем не менее, его выполнение свидетельствует о том, что в пространстве за голограммой существует такая область, в которой пучки будут пространственно изолированы друг от друга.

1.4.5. Голографирование с наклонным опорным пучком при диффузном освещении объекта

Рассмотренный нами ранее метод освещения частично прозрачного транспаранта плоской волной обладает рядом недостатков, среди которых:

- трудность наблюдения восстановленного мнимого изображения, заключающаяся в необходимости сканирования зрачком наблюдателя всей плоскости голограммы;
- сильная неравномерность интенсивности объектной волны в плоскости регистрации голограммы, затрудняющая выбор интенсивности опорной волны.

Эти недостатки можно устранить, если использовать диффузное освещение голографируемого транспаранта. Для этого между лазерным источником и транспарантом обычно помещают диффузный экран, например матовое стекло. Так как диффузный экран рассеивает свет в широком телесном угле, то теперь наблюдателю не нужно сканировать зрачком всю поверхность голограммы, чтобы увидеть все изображение транспаранта. Хотя фаза света, рассеянного диффузным экраном и прошедшего через объект, представляет собой быстро меняющуюся пространственную функцию координат в плоскости голограммы, свет в этой плоскости может сохранять когерентные свойства. Это происходит, если:

- исходная волна, освещающая диффузный экран, пространственно когерентна по всей площади экрана;
- максимальная длина пути света от источника до голограммы через диффузный экран отличается от длины пути опорного пучка не больше, чем на длину когерентности;
- экран остается неподвижным.

Голограмма, полученная при диффузном освещении, обладает рядом замечательных свойств. Дело в том, что диффузный экран имеет более широкий спектр пространственных частот, чем голографируемый транспарант, он рассеивает свет в широком телесном угле так, что каждая точка апертуры голограммы получает свет от всех точек транспаранта. Вследствие этого на стадии восстановления через любую часть голограммы можно наблюдать все мнимое изображение объекта. При смещении направления наблюдения изображение видно с другой стороны. Если мы имеем голограмму двумерного транспаранта и хотим наблюдать его изображение, то сможем восстановить его целиком, даже в том случае, когда голограмма оказалась разбитой или поврежденной, так, что сохранился лишь небольшой участок. Конечно, разрешение в

изображении тем хуже, чем меньше площадь оставшейся части голограммы. Отметим, что диффузная подсветка объекта, помимо перечисленных выше преимуществ, обладает и рядом существенных недостатков. Среди них зернистая, спекловая структура изображений, восстанавливаемых с помощью таких голограмм. Благодаря ей, восстановленные изображения состоят из отдельных светлых пятен, разделенных абсолютно темными промежутками. Размер пятен находится на пределе разрешающей способности голограммы, а их контраст (видность) - V , определяемый как отношение разности максимальной и минимальной интенсивностей элементов изображения к их сумме,

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.4.33)$$

равен 1. Причина появления спеклов кроется в невозможности регистрации всего поля, рассеянного диффузором. Потеря и не регистрация на голограмме части поля объекта приводит к перераспределению интенсивности восстановленного изображения, имеющего вид пятнистой структуры. Наличие спеклов ограничивает область практического использования голограмм с диффузной подсветкой объекта. Так, например, в фотолитографии спеклы недопустимы, поскольку приводят к разрыву отображаемых структур. До сегодняшнего дня так и не изобретено радикального метода борьбы со спеклами. Единственное, что предлагается делать в этом направлении, это использовать метод накопления, т.е. метод последовательной регистрации множества реализаций одного и того же восстановленного изображения, характеризующихся различными картинками спеклов. Практически реализуют этот метод путем установки вращающегося рассеивателя в восстанавливающий пучок лучей. Наличие вращающегося рассеивателя позволяет усреднить во времени различные реализации картин спеклов и свести их к постоянному по плоскости изображения шуму. Вместе с тем рассеиватель обуславливает изменение структуры восстанавливающего пучка и, тем самым, приводит к снижению разрешения в восстановленном изображении. Более подробно об этом мы будем говорить позже.

2. Материалы для записи голограмм

Ранее, рассматривая различные схемы регистрации голограмм, мы упоминали о двух типах голограмм, разделяющихся по величине отношения толщины регистрирующей среды к периоду следования полос в регистрируемом голографическом поле. При этом отмечали, что голограмма, обладающая толщиной, малой, по сравнению с расстоянием между поверхностями максимумов интенсивности регистрируемого голографического поля, действует подобно двумерной дифракционной решетке и, по существу, представляет собой систему полос на поверхности. Такие голограммы называются плоскими или тонкослойными. Голограммы же, получаемые на относительно толстых, по сравнению с периодом следования максимумов интенсивности голографического поля, регистрирующих средах, представляют собой объемную дифракционную решетку, состоящую из последовательности частично отражающих поверхностей и обладающую спектрально селективным откликом, описываемым законом Брэгга. Такие голограммы называются объемными или брэгговскими. В 1966 году Клейн определил нижний предел толщины объемных голограмм. Для этого он ввел параметр Q , определяемый с помощью следующего выражения:

$$Q = \frac{2\pi\lambda T}{nd^2}, \quad (2.1)$$

где λ – длина волны излучения в воздухе, T – толщина голограммы, d – период следования максимумов интенсивности зарегистрированного голографического поля, n – средний показатель преломления регистрирующей среды. По Клейну голограмму можно считать объемной при значениях $Q \geq 10$. Рассмотрим типичный случай: $T = 15$ мкм, $\lambda = 0,633$ мкм – излучение He-Ne лазера, $n = 1,52$ – желатина. Положив $Q = 10$, найдем, что голограмму можно будет считать объемной при расстоянии между интерференционными поверхностями d , равном 1,98 мкм. Отметим, что здесь мы не акцентируем внимание на вопросе, где измеряется период следования интерференционных поверхностей: в воздухе или в материале голограммы. Это происходит из-за равенства этих периодов. Покажем это на примере голограммы двух параллельных пучков, симметрично падающих под углами $\theta/2$ на плоскость регистрации голограммы (см. рис. 2.1). На этом рисунке обозначены: ML – граница раздела воздух – регистрирующая среда (регистрирующая среда со средним показателем преломления n располагается внизу под границей раздела), AB – расстояние между

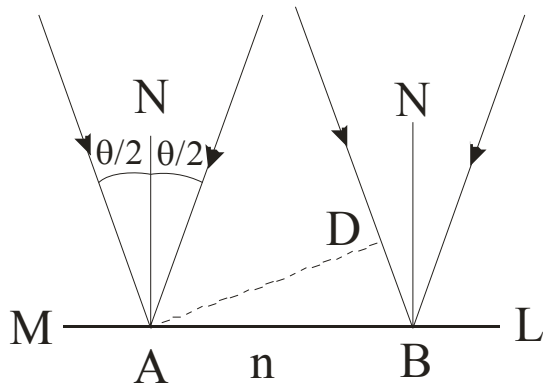


Рис.2.1. Регистрация голограммы двух параллельных пучков.

соседними поверхностями максимумов интенсивности голографического поля, формируемого двумя параллельными пучками. N – нормали к поверхности регистрирующей среды, восстановленные из точек A и B , AD – нормаль, опущенная из точки A на луч параллельного пучка, падающий в точку B регистрирующей среды. Дальнейшие рассуждения проведем для воздушной среды, располагаемой вблизи границы раздела воздух – регистрирующая среда. Если положить, что в точке A опорный и объектный пучки лучей синфазны, то в точке B разность их фаз должна составлять 2π . Отсюда следует, что расстояние AB будет соответствовать расстоянию между соседними поверхностями максимумов интенсивности голографического поля лишь в случае выполнения условия:

$$BD = AB \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{\lambda}{2} . \quad (2.2)$$

Из (2.2) получим выражение, описывающее пространственный период – d голограммы двух плоских волн, симметрично падающих на плоскость ее регистрации:

$$d = AB = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} . \quad (2.3)$$

Отсюда получим выражение, описывающее пространственную частоту рассматриваемой голограммной структуры – ν :

$$\nu = \frac{1}{d} = \frac{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda} . \quad (2.4)$$

Выражение (2.4) описывает пространственную частоту голографического поля вблизи поверхности регистрирующей среды. Для описания пространственной частоты голографического поля внутри регистрирующей среды необходимо учесть следующее. Во-первых, обусловленное законом Снеллиуса уменьшение синуса угла $\theta/2$ в n раз. Во-вторых, уменьшение рабочей длины волны излучения в регистрирующей среде, по сравнению с длиной волны в воздухе в n раз. Пропорциональное уменьшение числителя и знаменателя выражения (2.4) при переходе из воздуха в регистрирующую среду свидетельствует о равенстве пространственных частот голографического поля в воздухе и регистрирующей среде.

2.1. Амплитудные и фазовые голограммы. Среда для их регистрации

Голограмма, как это уже отмечалось выше, представляет собой транспарант, обладающий амплитудным пропусканием, в той или иной степени соответствующим, в идеальном случае пропорциональным, распределению интенсивности голографического поля, сформированного объектной и опорной волнами на стадии регистрации голограммы. Очевидно, что изготовление такого транспаранта предопределяет использование той или иной светочувствительной регистрирующей среды. Ее экспонирование и, если необходимо, последующая фотохимическая обработка должны приводить к изменению ее оптических свойств. Напишем выражение, описывающее комплексную амплитуду плоской волны F , прошедшей расстояние T в некой оптически прозрачной среде с коэффициентом амплитудного поглощения α

$$F = A \exp\left(-i \frac{2\pi n_0 T}{\lambda}\right) \exp(-\alpha T), \quad (2.5)$$

где A – комплексная амплитуда волны на входе в среду, n_0 – показатель преломления среды, λ – длина волны в воздухе. Из (2.5) следует, что у среды, пригодной для записи голограмм, при экспонировании и фотохимической обработке должен изменяться, по крайней мере, один из параметров α , n_0 или T . Обычно меняется существенно лишь один из этих параметров. Исходя из вышеизложенного, все обычно используемые регистрирующие среды для голографии делят на две основные группы. К первой из них относят среды с амплитудной

модуляцией, т.е. среды с модулируемым коэффициентом амплитудного поглощения α . Наиболее яркими и часто встречающимися представителями таких сред являются галогенидосеребряные фотоэмульсии и фотохромные органические и неорганические материалы. Ко второй группе относятся среды с фазовой модуляцией, т.е. среды, у которых в процессе экспонирования или фотохимической обработки изменяется либо толщина, либо показатель преломления. Наиболее характерными представителями таких сред являются также галогенидосеребряные фотоэмульсии, органические и неорганические фоторезисты, бихромированная желатина, фотополимеры.

Галогенидосеребряные фотоэмульсии являются универсальными регистрирующими средами, поскольку модулируемый с их помощью параметр полностью определяется характером их послеэкспозиционной фотохимической обработки. Так, фотохимическая обработка, включающая в себя лишь проведение двух основных операций: проявления и фиксирования, приводит к образованию амплитудных голограмм. Если к проявлению и фиксированию добавить еще и отбеливание, т.е. перевод восстановленных при проявлении зерен металлического серебра в прозрачные для света соли серебра, то такая обработка приведет к образованию фазовых голограмм с модуляцией показателя преломления. Добавление к вышеперечисленным операциям проявления, фиксирования и отбеливания еще одной операции фиксирования, приводящей к вымыванию из желатиновой основы фотоэмульсии прозрачных солей серебра, обуславливает формирование чисто фазовых голограмм с модуляцией показателя преломления желатиновой матрицы фотослоя и рельефно-фазовых голограмм, характеризующихся модуляцией толщины слоя прошедшей фотохимическую обработку фотоэмульсии. Фотоэмульсии в голографии используются в виде слоев толщиной от десятых долей микрометра до десятка микрометров, политых на жесткие стеклянные, либо гибкие ацетатные подложки. Бесспорными достоинствами галогенидосеребряных фотоэмульсий являются: их универсальность, возможность очувствления практически к любому участку спектра оптического излучения, высокая светочувствительность, составляющая $10^{-3} - 10^{-5}$ Дж/см², а также высокая разрешающая способность, превышающая 3000 мм⁻¹. Столь же очевидны и их недостатки. Основными являются повышенный уровень шумов из-за рассеяния излучения на зернах серебра, необходимость их нанесения на подложки из раствора, затрудняющая получение пленок высокой степени равнотолщинности, а также принципиально "мокрая", т.е. проводимая в растворах при набухании слоя фотохимическая обработка, обуславливающая деформацию структуры голограммы из-за усадки толщины слоя фотоэмульсии при его сушке.

Бихромированная желатина применяется в голографии, в основном, для записи объемных пропускающих и отражательных голограмм. Толщина слоев желатины может достигать десятых долей миллиметра, что позволяет использовать ее для записи множества голограмм на одном и том же участке регистрирующей среды. В качестве достоинств бихромированной желатины как среды для записи голограмм можно назвать высокую разрешающую способность, превышающую 3000 мм^{-1} , возможность использования слоев большой толщины, низкий уровень поглощения излучения, низкий уровень светорассеяния. Она светочувствительна в диапазоне длин волн $0,25 - 0,5 \text{ мкм}$. Основными недостатками желатины являются: относительно низкая светочувствительность, составляющая 10^{-2} Дж/см^2 , нанесение на подложки из раствора, фотохимическая обработка с набуханием слоя и последующей усадкой, а также необходимость защиты изготовленной на желатине голограммы от влаги, приводящей к исчезновению голограммной структуры.

В настоящее время запись большинства объемных голограмм осуществляется на фотополимерах. Из них наибольшее распространение и известность получили фотополимеры фирмы Du Pont. Они выпускаются в промышленных масштабах и широко используются для изготовления защитных голографических меток, например голограмм на кредитных картах, банкнотах и т.д. Фотополимеры могут быть очувствлены практически в любом диапазоне видимой области спектра. Их разрешающая способность также превышает 3000 мм^{-1} , что позволяет использовать эти среды для регистрации отражательных голограмм по схеме Ю.Н. Денисюка. Их светочувствительность составляет десятки мДж/см^2 . В качестве основных достоинств фотополимеров можно отметить низкий уровень шума, простоту послеэкспозиционной обработки. Недостатком этих сред является сложность их нанесения на подложку в виде равнотолщинной пленки.

Неорганические и органические фоторезисты в голографии, как правило, используются в виде тонких пленок, толщиной до 1 мкм . Такие среды используются для получения рельефно-фазовых голограмм, т.е. фазовых голограмм с модуляцией толщины регистрирующей среды. Они светочувствительны, как правило, в коротковолновой области спектра (менее $0,5 \text{ мкм}$) и обладают светочувствительностью 10^{-2} Дж/см^2 . В голографии они обычно используются в виде нанесенных на подложки слоев толщиной менее 1 мм . Нанесение органических резистов на подложки осуществляют методом центрифугирования, что при тщательном соблюдении технологии позволяет получать исключительно равнотолщинные пленки. Еще лучше обстоят дела с неорганическими фоторезистами, или, как их еще называют, халькогенидными стеклообразными полупроводниками. Эти среды наносят на подложки

методом испарения в вакууме. Послеэкспозиционная обработка фоторезистов – мокрая, без набухания. При этом неорганические фоторезисты допускают сухую послеэкспозиционную обработку в газовой среде. В голографии фоторезисты, в основном, используются для изготовления голограммных оптических элементов и мастер – голограмм, являющихся основой для производства никелевых матриц для тиражирования голографических этикеток, наклеек и т.д. При использовании неорганических фоторезистов следует иметь в виду то, что их нанесение на подложки методом термического испарения в вакууме, позволяющим получать исключительно равнотолщинные пленки, имеет и обратную сторону, заключающуюся в кластерной природе формируемой таким образом пленки резиста. Пленка, получаемая методом термического испарения халькогенидного стекла в вакууме, может быть условно разбита на отдельные участки – кластеры, каждый из которых характеризуется постоянной, но отличной от соседних участков пленки, скоростью травления в проявляющем растворе. Отметим, что средний размер кластера, как правило составляет 400 – 600 нм. Кластерность пленки, в конечном счете, приводит к паразитной модуляции поверхностного рельефа получаемых на ней голограммных структур и обуславливает наличие коротковолновой границы применимости голограмм, получаемых на халькогенидных стеклообразных полупроводниках. Для голограмм, не проходящих апостериорную обработку поверхности и характеризующихся максимальной дифракционной эффективностью на рабочей длине волны - λ , эта граница, определяемая из условия допустимого уровня светорассеяния $\sigma \leq \lambda/100$, где σ - среднеквадратичная шероховатость поверхности голограммы, соответствует 80 мкм. Однако, несмотря на указанные особенности халькогенидных стеклообразных полупроводников, они являются одними из основных претендентов на роль регистрирующей среды для получения прецизионных голограммных оптических элементов, предназначенных для работы в коротковолновой области спектра.

2.2. Максимально достижимая дифракционная эффективность тонких голограмм

Ранее было показано, что в поле, восстановленном с помощью голограммы, помимо основной восстановленной волны, соответствующей изображению объекта, присутствуют еще и дополнительные волны, например, нулевой и сопряженный основному восстановленному изображению порядки дифракции. Оценку энергетического коэффициента полезного действия голограммы принято

осуществлять с помощью специального параметра, называемого дифракционной эффективностью голограмм. Численно она определяется как отношение энергии излучения, дифрагировавшего в восстановленное изображение, к общей энергии излучения, падающего на голограмму при ее восстановлении. Дифракционная эффективность определяется толщиной используемой регистрирующей среды, типом реализуемой в ней модуляции оптических параметров, а также общими характеристиками среды, такими, как среднее поглощение, светорассеяние и т.д.

Рассмотрим максимально достижимую дифракционную эффективность тонких амплитудных и фазовых голограмм, т.е. дифракционную эффективность тонких голограмм, получаемых на идеальных средах, не обладающих светорассеянием и исходной оптической плотностью. Анализ проведем для случая голограмм, зарегистрированных с помощью плоской, наклонно падающей на регистрирующую среду опорной волны с комплексной амплитудой $R = r \exp(2\pi i \xi x)$ и аксиальной немодулированной плоской объектной волной с амплитудой o .

Начнем с рассмотрения амплитудной голограммы. Предположим так же, как мы это делали раньше, что зависящая от экспозиции часть амплитудного коэффициента пропускания проявленной голограммы t_E пропорциональна интенсивности регистрируемой интерференционной картины. Тогда:

$$t_E = [o + r \exp(2\pi i \xi x)][o + r \exp(-2\pi i \xi x)] = o^2 + r^2 + 2or \cos(2\pi \xi x) = t_{E_0} + t_1 \cos(2\pi \xi x). \quad (2.6)$$

Для тонкой амплитудной голограммы полное амплитудное пропускание t определяется как $t = t_0 - t_E$, где t_0 – пропускание неэкспонированной регистрирующей среды. Максимальный диапазон изменения коэффициента пропускания лежит в пределах от 0 до 1. В нашем случае он будет реализован при $t_0 = 1$ и $t_{E_0} = t_1 = 1/2$, поскольку функция косинус меняется от -1 до 1. Отсюда можно сделать вывод о том, что максимальная модуляция амплитудного пропускания голограммы обеспечивается при равных друг другу амплитудах, а, следовательно, и интенсивностях опорной и объектной волн. При указанных выше условиях (2.6.) можно переписать в виде:

$$t = t_0 - t_E = 1 - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2\pi \xi x) = \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \exp(2\pi i \xi x) - \frac{1}{4} \exp(-2\pi i \xi x). \quad (2.7)$$

Пусть голограмма восстанавливается плоской волной единичной

амплитуды, падающей на ее поверхность по нормали. Тогда амплитуда волны, распространяющейся за голограммой, также может быть описана с помощью выражения (2.7). Из (2.7) следует, что восстанавливающее излучение, прошедшее через рассматриваемую нами амплитудную голограмму, дифрагирует только в нулевой, плюс первый и минус первый порядки дифракции. При этом, поскольку амплитуда дифрагированной волны первого порядка составляет $\frac{1}{4}$ равной единице амплитуды восстанавливающей волны, то дифракционная эффективность такой голограммы, определяемая по энергии, равна $1/16$, т.е. равна 6,25%. Практически используемые регистрирующие среды обладают остаточным поглощением и светорассеянием, поэтому рассчитанная нами дифракционная эффективность на практике обычно не достигается. Несколько большей дифракционной эффективностью могут обладать голограммы, пропускание которых описывается не косинусоидальной, а прямоугольной периодической функцией пространственных координат. Таким пропусканием могут обладать голограммы, синтезированные на компьютере. В этом случае в первой половине периода пропускание равно 0, а во второй оно равно 1. Первые два члена разложения прямоугольной функции в ряд Фурье имеют вид:

$$t_E = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cos(2\pi\xi x) - \dots + \dots = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} [\exp(2\pi i \xi x) + \exp(-2\pi i \xi x)] - \dots \quad (2.8)$$

При $t = 1 - t_E$ дифракционная эффективность амплитудных голограмм с прямоугольным профилем функции амплитудного пропускания равна $1/\pi^2 = 10,1\%$. Отметим, что многоточие в (2.8) свидетельствует о наличии высших порядков в изображении, восстановленном с помощью рассматриваемых голограмм. Низкая дифракционная эффективность тонких амплитудных голограмм обуславливает их крайне редкое использование в практической деятельности.

Теперь перейдем к рассмотрению максимальной дифракционной эффективности фазовых тонких голограмм. При этом будем считать, что рассматриваемая нами фазовая регистрирующая среда не поглощает свет и обладает чисто фазовым коэффициентом амплитудного пропускания t :

$$t = \exp[i\varphi(x)]. \quad (2.9)$$

Из (2.9) следует, что линейная запись на тонких фазовых голограммах возможна лишь при малых значениях φ . Для нахождения максимально возможной эффективности голограммы снимем с φ это ограничение. Положим, что регистрирующая среда экспонируется и обрабатывается таким образом, что фазовый сдвиг $\varphi(x)$, приобретаемый плоской волной

при прохождении обработанной голограммы, пропорционален интенсивности света, действовавшей при экспозиции, т.е.:

$$\varphi(x) = \varphi_0 + \varphi_1 \cos(2\pi\xi x). \quad (2.10)$$

Тогда амплитудное пропускание голограммы t будет иметь вид:

$$t = \exp(i\varphi_0) \exp[i\varphi_1 \cos(2\pi\xi x)]. \quad (2.11)$$

Если опустить постоянный фазовый множитель, то (2.11) можно представить в виде ряда Фурье:

$$t = \exp[i\varphi_1 \cos(2\pi\xi x)] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(\varphi_1) \exp(in2\pi\xi x), \quad (2.12)$$

где J_n - функция Бесселя первого рода n -го порядка. Если голограмма с амплитудным пропусканием t освещается аксиальной плоской волной единичной амплитуды, то амплитуда дифрагированной волны +1-го порядка описывается функцией $J_1(\varphi_1)$, вид которой представлен на рис. 2.2. Ее максимальное значение равно 0,582, а максимальная эффективность составляет 33,9%.

Несколько большей дифракционной эффективностью обладает голограмма с фазовой модуляцией коэффициента амплитудного пропускания, описываемой прямоугольной функцией. Такая голограмма обладает максимальной эффективностью, равной 40,4%.

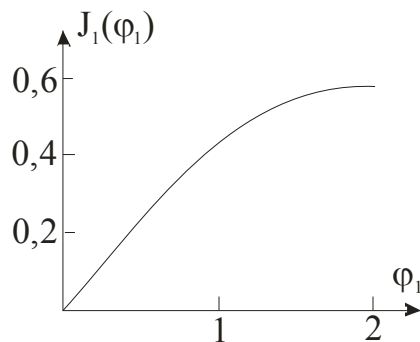


Рис. 2.2. График функции Бесселя первого рода первого порядка

Заканчивая рассмотрение дифракционной эффективности тонких фазовых голограмм, отметим, что примененное нами выше скалярное приближение теории дифракции справедливо лишь для случая малых величин отношения амплитуды фазовой модуляции голограмм к пространственному периоду их структуры. При больших амплитудах фазовой модуляции существенно более точные результаты дает строгое векторное решение задачи дифракции излучения на структуре

голограммы. В соответствии с ним, дифракционная эффективность тонкой фазовой, как правило, рельефно-фазовой, голограммы помимо амплитуды фазовой модуляции существенно зависит от угла падения на голограмму восстанавливающего излучения и состояния его поляризации. При этом максимальное значение дифракционной эффективности таких голограмм может достигать 80 - 90 %.

2.3. Максимально достижимая дифракционная эффективность объемных голограмм

Рассмотрим поперечное сечение элементарной голограммы, зарегистрированной в объемной регистрирующей среде (см. рис.2.3.)

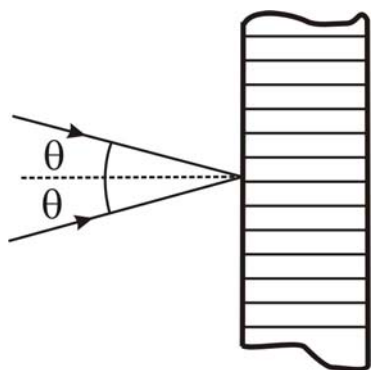


Рис.2.3. Элементарная объемная голограмма двух плоских волн

Представленные на рис 2.3. горизонтальные линии в толще регистрирующей среды представляют собой следы пересечения плоскости чертежа со стратами, т.е. с плоскостями зарегистрированных пучностей голографического поля, существовавшего в регистрирующей среде во время экспозиции. Предположим, что толщина регистрирующей среды равна 15 мкм, длина волны регистрирующего и восстанавливающего голограмму излучения равна 0,63 мкм, а углы падения опорного и объектного пучков на поверхность регистрирующей среды при записи голограммы составляли 15° . Можно сосчитать, что при указанных параметрах период следования страт составляет 1,22 мкм. Столь малая величина пространственного периода голограммной структуры приводит к многократному взаимодействию восстанавливающего пучка со стратами в процессе восстановления голограммы. Поэтому при анализе энергетических характеристик таких голограмм необходимо учитывать последовательное рассеяние восстанавливающего пучка лучей на всех встречающихся на его пути стратах голограммной структуры. Чтобы амплитуда результирующей дифрагированной волны была максимальной, волны, рассеянные последовательно расположенными стратами, должны быть синфазны.

Для этого необходимо, чтобы выполнялось определенное соотношение между длиной волны λ , углом θ и периодом следования страт d . Это соотношение представляет собой закон Брэгга, который можно описать в виде следующего выражения:

$$2d \sin \theta = \lambda , \quad (2.13)$$

где λ – длина волны в воздухе. Закон Брэгга определяет однозначную связь между периодом следования страт, длиной волны излучения и углом падения восстанавливающего пучка лучей. Отсюда следует, что голограммы, свойства которых описываются законом Брэгга, являются селективными по отношению к параметрам восстанавливающего пучка лучей.

Отметим, что в общем случае страты располагаются параллельно биссектрисе угла между опорным и объектным пучками. Относительно этой же биссектрисы и определяется, в общем случае угол θ , а период следования страт определяется вдоль опущенной на их поверхность нормали.

Дифракционная эффективность объемных голограмм не может быть рассчитана в рамках примененного нами ранее Фурье – анализа структуры голограммы, поскольку он не учитывает последовательное многократное рассеяние излучения на стратах. К настоящему времени разработано несколько подходов к исследованию энергетических и селективных свойств объемных голограмм. Среди них подходы, основанные на разбиении объемной голограммы на тонкие слои, на модовой теории излучения, на теории слоистых сред. Наиболее простой и эффективной в использовании в настоящее время считается разработанная Когельником теория связанных волн, основанная на учете постоянного обмена энергией между восстанавливающей и восстановленной волной в процессе их прохождения через объем голограммы. Эта теория не только предсказывает селективный отклик объемных голограмм, но также правильно описывает их высокую, достигающую до 100%, дифракционную эффективность. Столь высокая дифракционная эффективность объемных голограмм может быть объяснена следующим образом. Ранее мы показали, что максимальная эффективность тонкой фазовой голограммы может достигать 40,4%. Теперь представим объемную фазовую голограмму в виде стопы последовательно расположенных тонких фазовых голограмм, причем расположенных так, что обеспечивается синфазное сложение восстановленных пучков лучей. Именно синфазность пучков, восстановленных отдельными слоями объемной голограммы, и обеспечивает ее высокую дифракционную эффективность. В рамках настоящего курса мы не будем подробно останавливаться на теории

связанных волн. Отметим лишь то, что она предсказывает возможность достижения 100% дифракционной эффективности у объемных фазовых пропускающих и отражательных голограмм без потерь. При этом предсказанные теорией Когельника максимальные величины дифракционной эффективности адсорбционных пропускающих и отражательных голограмм не превышают 3,7% и 7,2% , соответственно. Естественно, максимальные величины дифракционной эффективности объемных голограмм реализуются при точном выполнении закона Брэгга и при оптимальных для каждого типа голограмм значениях амплитуды модуляции показателя преломления или коэффициента поглощения. Говоря о селективности объемных голограмм, следует отметить существенную зависимость ее характера от типа голограммы. Так, объемные пропускающие голограммы, регистрируемые в попутных пучках, т.е. в пучках лучей, падающих на регистрирующую среду с одной и той же стороны, обладают угловой селективностью и не обладают спектральной селективностью. Говоря иначе, их дифракционная эффективность существенно зависит от величины угла падения восстанавливающего пучка лучей и практически не зависит от его длины волны. То есть в случае пропускающих объемных голограмм для любой из достаточно широкого спектрального диапазона длины волны восстанавливающего излучения могут быть найдены такие условия восстановления голограммы, при которых будет реализована ее максимальная дифракционная эффективность, примерно равная эффективности этой же голограммы при ее восстановлении опорным пучком лучей при выполнении закона Брэгга. В отличие от пропускающих голограмм, отражательные объемные голограммы обладают ярко выраженной спектральной селективностью. Это позволяет осуществлять их восстановление немонахроматическим излучением белого света. Из всего спектра падающего на голограмму излучения она выделит и использует для формирования восстановленного изображения лишь излучение узкого спектрального диапазона, удовлетворяющего закону Брэгга.

3. Интеграл суперпозиции. Изображающие свойства голограмм точечного источника

Ранее мы с вами рассмотрели энергетические характеристики голограмм, т.е. определили максимально возможную дифракционную эффективность и селективные, с точки зрения энергетике, свойства голограмм различного типа. Настоящий раздел курса посвятим анализу изображающих свойств голограмм, т.е. анализу их аберрационных характеристик. При этом сразу отметим, что толщина регистрирующей среды, в случае отсутствия ошибок структуры голограммы, т.е. ошибок в положении и деформаций страт, не оказывает никакого влияния на качество формируемого с ее помощью изображения. Следовательно, изображающие свойства голограмм, т.е. их свойства как оптической системы, не зависят от толщины регистрирующей среды и полностью определяются картиной выхода страт на поверхность. В связи с этим в рамках данного курса мы ограничимся рассмотрением пропускающих тонкослойных голограмм точечных источников. Сначала обоснуем правомочность ограничения видов рассматриваемых голограмм голограммами точечных источников, основанную на возможности прогнозирования изображающих свойств голограмм любых объектов по результатам анализа голограмм точечных объектов. Для этого представим голограмму в виде некоторой оптической системы и рассмотрим ее основные свойства.

3.1. Линейность оптических систем и интеграл суперпозиции

Голограмма, как и любая другая оптическая система, как правило, может рассматриваться как детерминированная система, в которой определенный входной сигнал, восстанавливающий пучок лучей, преобразуется в единственный выходной сигнал. При этом совершенно необязательно, чтобы входной сигнал приводил бы к формированию выходного сигнала. Так, восстановление пропускающей голограммы на стеклянной подложке излучением дальней УФ области спектра, лежащей вне пределов спектральной полосы пропускания стекла, не приводит к формированию какого-либо выходного сигнала на выходе системы, но от этого оптическая система не перестает быть детерминированной.

Для описания системы воспользуемся математическим оператором $\Phi\{\}$, описывающим связь между входными и выходными функциями. Отсюда, если функция $g_I(x_I, y_I)$ описывает входной сигнал системы, а

$g_2(x_2, y_2)$ описывает соответствующий выходной сигнал, то при указанном выше определении оператора $\Phi\{\}$ эти две функции оказываются связанными соотношением:

$$g_2(x_2, y_2) = \Phi\{g_1(x_1, y_1)\} . \quad (3.1)$$

Если для всех входных функций t и s и для всех комплексных постоянных a и b выполняется свойство суперпозиции, т.е.

$$\Phi\{as(x_1, y_1) + bt(x_1, y_1)\} = a\Phi\{s(x_1, y_1)\} + b\Phi\{t(x_1, y_1)\} , \quad (3.2)$$

то такая система называется линейной. Наиболее значимая особенность линейных систем состоит в том, что их отклик на произвольный входной сигнал можно выразить через отклики на определенные элементарные сигналы, на которые следует разложить входной сигнал. В качестве такого элементарного сигнала выберем сигнал, описываемый δ – функцией. Тогда входной сигнал $g_1(x_1, y_1)$ мы можем представить в виде:

$$g_1(x_1, y_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(\xi, \eta) \delta(x_1 - \xi, y_1 - \eta) d\xi d\eta . \quad (3.3)$$

Соотношение (3.3.) является представлением g_1 в виде линейной комбинации взвешенных и смещенных δ – функцией. Чтобы найти отклик системы на входной сигнал g_1 , подставим (3.3) в (3.1):

$$g_2(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(\xi, \eta) \Phi\{\delta(x_1 - \xi, y_1 - \eta)\} d\xi d\eta . \quad (3.4)$$

Из (3.4) получим выражение, описывающее отклик системы в точке с координатами (x_2, y_2) на сигнал вида δ – функции в точке с координатами (ξ, η) на входе

$$h(x_2, y_2; \xi, \eta) = \Phi\{\delta(x_1 - \xi, y_1 - \eta)\} . \quad (3.5)$$

Функция h называется импульсным откликом системы. Пользуясь понятием импульсного отклика системы, мы можем довольно просто описать связь ее входного и выходного сигналов:

$$g_2(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(\xi, \eta) h(x_2, y_2; \xi, \eta) d\xi d\eta . \quad (3.6)$$

Выражение (3.6), известное как интеграл суперпозиции, выражает тот очень важный факт, что линейная система полностью характеризуется ее откликом на входные импульсы. Чтобы полностью определить выходной сигнал, необходимо, вообще говоря, знать эти отклики для любых координат в плоскости входного сигнала.

В случае линейных оптических систем, а именно такими и являются голограммы, этот вывод означает то, что изображающие свойства оптической системы (в том числе и голограммы) полностью определяются изображениями точечных источников, располагаемых по всему полю объектов. Следовательно, зная изображающие свойства голограмм точечных источников, мы можем прогнозировать свойства голограмм любых, сколь угодно сложных объектов.

3.2. Геометрический анализ голограмм точечного источника

Рассмотрим схему записи голограммы, представленную на рис. 3.1.

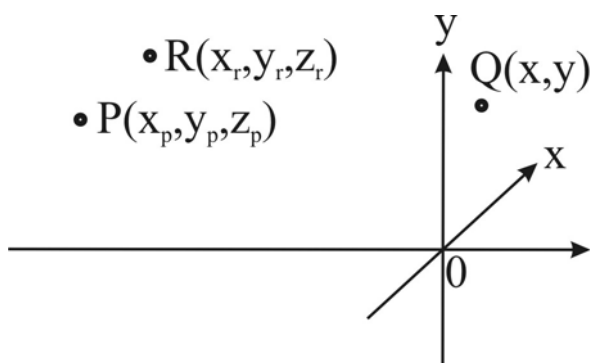


Рис. 3.1. Схема регистрации голограммы

Здесь P - объектный точечный источник, x, y - плоскость расположения регистрирующей среды, R - опорный точечный источник. Опишем реализуемую в приведенной выше схеме разность фаз между предметной и опорной волнами на поверхности голограммы. Для этого будем считать, что объектная, опорная и восстанавливающая волны в любой точке Q в плоскости голограммы характеризуются фазой в этой точке по отношению к фазе в фиксированном начале координат O . При этом будем считать, что амплитуды сферических волн, исходящих из двух вышеназванных источников P, R и восстанавливающего источника, постоянны в плоскости голограммы. Пусть пространство по обе стороны от голограммы имеет одинаковый показатель преломления; тогда относительные фазы можно рассчитать по геометрическим разностям хода световых лучей. Для этого воспользуемся методом Мейера, справедливым в параксиальном приближении.

Пусть $A = a_0 \exp(i\varphi_0)$ – комплексная амплитуда порожденной источником P объектной волны в плоскости регистрации голограммы. $R = r_0 \exp(i\varphi_r)$ – комплексная амплитуда порожденной источником R опорной волны в плоскости регистрации голограммы. Тогда интенсивность голографического поля I в плоскости регистрации голограммы в соответствии с основным уравнением голографии будет описываться следующим выражением:

$$I = a_0^2 + r_0^2 + RA^* + R^* A. \quad (3.7)$$

Наибольший интерес в (3.7) для нас представляют интерференционные члены

$$RA^* + R^* A = 2a_0 r_0 \cos(\varphi_r - \varphi_a), \quad (3.8)$$

которые описывают периодические пространственные вариации интенсивности голографического поля, т.е. интерференционные полосы. Пространственная частота полос на голограмме определяется скоростью изменения аргумента косинуса в выражении (3.8), описывающего разность фаз $\varphi_r - \varphi_a$. Вернемся к рис. 3.1. Объектный источник P расположен в плоскости, отстоящей от начала координат O на расстояние $z_p = -d$. Начало координат O лежит в плоскости голограммы x, y . Опорный точечный источник R расположен в точке с координатами (x_r, y_r) на расстоянии z_r от плоскости голограммы. Если R находится слева от голограммы и опорная волна исходит из R , то $z_r < 0$; если R справа от плоскости голограммы и опорная волна сходится в точку R , то $z_r > 0$. Наша задача состоит в расчете величины $\varphi_r - \varphi_a$ в произвольной точке Q в плоскости регистрации голограммы. Чтобы определить число периодов изменения интенсивности на единицу расстояния вдоль координатных осей, т.е. пространственную частоту, продифференцируем величину $(1/2\pi)(\varphi_r - \varphi_a)$ по пространственной координате. Тогда мы узнаем, сколько интерференционных полос на единицу длины в данном направлении должно быть зарегистрировано в зависимости от взаимного расположения источников. Начальные фазы волн, исходящих из P и R совершенно произвольны. Пусть они выбраны так, что в точке O в плоскости регистрации голограммы фазы обеих волн одинаковы. Мы можем считать эти значения фаз равными нулю. Поскольку P и R – точечные источники, каждый из них излучает сферическую волну, фаза которой в любой точке пространства пропорциональна радиальному расстоянию от этой точки до источника. Тогда, вычислив разность хода $PQ - PO$, мы получим фазу φ_a световой волны, приходящей в точку Q из точки P . Аналогично можно рассчитать

фазу φ_r для волны, приходящей в точку Q из источника R . Следует обратить внимание на знак фазы в точке Q , для чего рассмотрим рис.3.2. Модуль величины разности фаз φ_a , соответствующей разности хода $PQ - PO$, равен $|\varphi_a| = (2\pi/\lambda)|PQ - PO|$, где λ – длина волны. Если P – реальный точечный источник, испускающий расходящуюся сферическую волну, и если $PQ > PO$, то волновой фронт, пришедший в точку Q , испущен источником раньше, чем волновой фронт, одновременно достигший точки O . Поэтому фаза волнового фронта в точке Q должна быть

меньше фазы в O (предполагается, что фаза возрастает со временем) и, следовательно, $\varphi_a = - (2\pi/\lambda)(PQ - PO)$. Если R представляет собой точку, в которой фокусируется опорная волна, то она должна находиться по другую сторону от голограммы по отношению к точке P . Для $RQ > RO$ фаза волнового фронта в Q больше, чем в O , поскольку волновой фронт, достигший точки Q , был испущен позднее. Таким образом, для сходящейся опорной волны $\varphi_r = + (2\pi/\lambda)(RQ - RO)$, в то время как в обычном случае расходящейся опорной волны $\varphi_r = - (2\pi/\lambda)(RQ - RO)$.

Теперь вернемся к вычислению разности фаз $\varphi_r - \varphi_a$ для случая, когда и P и R являются источниками расходящихся сферических волн, расположенными по одну сторону от голограммы. Для фазы объектной волны в Q получаем

$$\varphi_a = -\frac{2\pi}{\lambda}(PQ - PO) = -\frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \left[(x - x_p)^2 + (y - y_p)^2 + z_p^2 \right]^{1/2} - \left[x_p^2 + y_p^2 + z_p^2 \right]^{1/2} \right\} =$$

$$-\frac{2\pi}{\lambda} z_p \left\{ \left[1 + \frac{(x - x_p)^2 + (y - y_p)^2}{z_p^2} \right]^{1/2} - \left[1 + \frac{x_p^2 + y_p^2}{z_p^2} \right]^{1/2} \right\}, \quad (3.9)$$

где предполагается, что значение z_p отрицательно, так, что знак φ_a остается отрицательным. Если P и Q расположены не слишком далеко от оси z , и если z_p достаточно велико, то (3.9) можно, в первом приближении, переписать в виде:

$$\varphi_a \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{1}{2z_p} (x^2 + y^2 - 2xx_p - 2yy_p) \right]. \quad (3.10)$$

Такое приближение вполне удовлетворительно описывает структуру голограммы. Вместе с тем, его совершенно недостаточно для описания изображающих свойств голограмм точечного источника, в первую очередь их аббераций. В дальнейшем мы обсудим этот вопрос более

подробно.

Фаза $\varphi_r(x, y)$ опорной волны в точке Q может быть рассчитана аналогичным способом. В результате получим:

$$\varphi_r \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{1}{2z_p} (x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r) \right]. \quad (3.11)$$

Тогда разность фаз объектной и опорной волны в точке Q будет описываться выражением:

$$\begin{aligned} \varphi_r - \varphi_a &\approx \frac{2\pi}{\lambda} \left[(x^2 + y^2) \left(\frac{1}{2z_r} - \frac{1}{2z_p} \right) - x \left(\frac{x_r}{z_r} - \frac{x_p}{z_p} \right) - y \left(\frac{y_r}{z_r} - \frac{y_p}{z_p} \right) \right] = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Величина в квадратных скобках в (3.12) представляет собой разность хода между световыми волнами, пришедшими в точку Q из точек P и R .

3.2.1. Осевая голограмма

В этом случае объектный и опорный источники находятся на оси z , так, что в (3.12) x_p, y_p, x_r, y_r равны нулю. Светлые полосы в интерференционной картине образуются при $\Delta l = n\lambda$, где n – целое число. Поскольку разность хода Δl симметрична относительно начала координат, полосы в данном случае имеют вид окружностей и интерференционная картина представляет собой зонную структуру, описываемую выражением:

$$\Delta l = \frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_p} \right) = \frac{\rho^2}{2} \left(\frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_p} \right), \quad (3.13)$$

где ρ – отсчитываемое в плоскости голограммы расстояние от начала координат до исследуемой точки. В соответствии с (3.8) интенсивность интерференционной картины изменяется в пространстве по косинусоидальному закону. Имеющая место в общем случае нелинейность зависимости Δl от пространственных координат свидетельствует о наличии зависимости пространственной частоты от координат на поверхности голограммы. При этом в каждой точке поверхности голограммы ее пространственная частота может быть охарактеризована с помощью параметра, называемого локальной

пространственной частотой – $\nu(\rho)$. Локальную пространственную частоту можно определить как деленную на 2π пространственную скорость изменения фазы интерференционной картины в точке Q:

$$\nu(\rho) = \frac{\partial(\varphi_r - \varphi_a)}{\partial\rho} \frac{1}{2\pi} = \frac{\partial}{\partial\rho} \left(\frac{\Delta l}{\lambda} \right). \quad (3.14)$$

Подставив (3.13) в (3.14) получим:

$$\nu(\rho) = \frac{\rho}{\lambda} \left(\frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_p} \right). \quad (3.15)$$

Из (3.15) следует, что спектр пространственных частот осевой голограммы полностью определяется длиной волны записи голограммы, ее апертурой и расстояниями от объектного и опорного источников до плоскости регистрации голограммы. Чем ближе расположены опорный и объектный источники друг к другу, тем уже спектр пространственных частот в формируемом ими голографическом поле. Отметим, что выражение (3.15) позволяет нам оценить необходимую разрешающую способность среды выбираемой нами для регистрации голограммы. Разрешающая способность регистрирующей среды должна быть больше максимальной локальной пространственной частоты регистрируемой голограммы.

3.2.2. Внеосевая голограмма

Подставляя в (3.13) $\Delta l = n\lambda$, получим:

$$\Delta l = (x^2 + y^2) \left(\frac{1}{2} \right) \left(\frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_p} \right) - x \left(\frac{x_r}{z_r} - \frac{x_p}{z_p} \right) - y \left(\frac{y_r}{z_r} - \frac{y_p}{z_p} \right) = n\lambda, \quad (3.16)$$

т.е. уравнение окружности с координатами центра:

$$x_j = \frac{z_p x_r - z_r x_p}{z_p - z_r}, \quad y_j = \frac{z_p y_r - z_r y_p}{z_p - z_r} \quad (3.17)$$

и радиусом кривизны, описываемым выражением:

$$\rho^2 = \left(\frac{z_p x_r - z_r x_p}{z_p - z_r} \right)^2 + \left(\frac{z_p y_r - z_r y_p}{z_p - z_r} \right)^2 + \frac{2n\lambda z_p z_r}{z_p - z_r}. \quad (3.18)$$

Локальные пространственные частоты внеосевой голограммной структуры, вдоль какой либо координаты на поверхности голограммы (x или y), также, как и в случае осевой голограммы, можно определить с помощью выражения (3.16), разделив его на λ и взяв частную производную по интересующей нас координате. Так распределение локальных пространственных частот по координате x - ξ может быть описано с помощью следующего выражения:

$$\xi = \left[x \left(\frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_p} \right) - \left(\frac{x_r}{z_r} - \frac{x_p}{z_p} \right) \right] \frac{1}{\lambda}. \quad (3.19)$$

Из (3.19) следует, что пространственная частота внеосевой голограммы в ее центре при $x=0$ не равна 0 и определяется величинами углов падения опорного и объектного пучков на поверхность регистрации голограммы. Зависимость пространственной частоты от пространственной координаты апертуры голограммы, так же, как и в случае осевой голограммы, линейна.

В качестве примера внеосевой голограммы рассмотрим голограмму, образованную при интерференции плоской волны, нормально падающей на поверхность регистрации голограммы ($x_r = y_r = 0, z_r = \infty$), со сферической объектной волной, исходящей из точки ($x_p, y_p = 0, z_p$). Координаты центра системы круговых интерференционных полос, радиусы которых соответствуют целым значениям n в (3.18), определяются выражением (3.17) и равны $x_j = x_p$ и $y_j = 0$. Таким образом, центр интерференционной картины, имеющей вид зонной структуры, является в рассматриваемом случае основанием перпендикуляра, опущенного из P на плоскость регистрации голограммы. Если центр регистрирующей среды находится в точке O , то будет зарегистрирована внеосевая часть интерференционной картины, что соответствует схеме получения голограмм по Лейту и Упатниексу. Частоту интерференционных полос ξ в направлении x можно найти, дифференцируя величину $\Delta l / \lambda$, определяемую выражением (3.16), при условии $x_r = y_r = y_p = 0$ и $z_r = \infty$. В результате получаем:

$$\xi = -\frac{x}{z_p \lambda} + \frac{x_p}{z_p \lambda}. \quad (3.20)$$

Предполагая, что центр голограммы находится в O , сравним полученное выражение для пространственной частоты (3.20) с соответствующим выражением, полученным для случая осевой голограммы. В центре осевой голограммы, как мы помним, пространственная частота полос равна 0, в то время как для внеосевой схемы частота в центре равна $x_p / z_p \lambda$. По мере удаления от центра голограммы вдоль оси x в одну из сторон частота растет, а в другую сторону убывает. Краям голограммы соответствуют максимальное и минимальное значения пространственных частот.

Завершая анализ структуры внеосевых голограмм точечных источников, необходимо сделать следующее замечание, касающееся вида соответствующих им интерференционных полос. Сделанный нами ранее вывод о том, что интерференционные полосы на внеосевой голограмме имеют вид окружностей, явился следствием сделанных нами ограничений в числе членов разложения радикала в степенной ряд. На самом деле интерференционные полосы на внеосевой голограмме представляют собой проекцию на плоскость регистрации голограммы интерференционных полос в виде окружностей, формируемых опорным и объектным источниками на плоскости, проходящей через плоскость регистрации голограммы и ориентированной перпендикулярно прямой, соединяющей точечные опорный и объектный источники. Т.е. реально интерференционные полосы внеосевой голограммы точечных источников имеют форму эллипсов.

Итак, мы рассмотрели структуру голограмм точечных источников. Теперь обратимся к анализу их изображающих свойств, под которыми будем понимать основные закономерности формирования изображения, восстанавливаемого с помощью голограмм.

3.3. Изображающие свойства голограмм точечных источников. Аберрации голограмм третьего порядка. Условия компенсации отдельных типов аберраций

3.3.1. Изображающие свойства голограмм в первом параксиальном приближении

Воспользуемся основным уравнением голографии и перепишем его в более удобном для дальнейших преобразований виде:

$$H = C(|O|^2 + |R|^2 + O^* R + OR^*). \quad (3.21)$$

Здесь H – описываемая с точностью до постоянного множителя

комплексная амплитуда восстановленного волнового фронта, сформированного голограммой, полученной с помощью объектного волнового фронта O и опорного волнового фронта R , в плоскости самой голограммы, непосредственно за ней, при ее восстановлении волновым фронтом C . Напомним, что два последних слагаемых соответствуют волновым фронтам, которые расходятся от мнимого изображения объекта или сходятся к его действительному изображению, в то время как два первых слагаемых не несут никакой полезной информации об объекте. Мы будем рассматривать случай внеосевой голограммы Лейта и Упатниекса, при котором используются опорная и объектная волны, падающие под разными углами на плоскость регистрации голограммы, причем падающие под углами, позволяющими пространственно разделить все три порядка дифракции голограммы. Поэтому в выражении (3.21) нас будут интересовать лишь два слагаемых, соответствующих действительному и мнимому восстановленным изображениям, соответственно:

$$H_r = CO * R \quad \text{и} \quad H_v = COR * . \quad (3.22)$$

Значки r и v введены и будут использоваться в дальнейшем для обозначения выражений, соответствующих действительному и мнимому изображениям, соответственно.

Напомним, что целью проводимого нами исследования является изучение изображающих свойств голограммы точечных источников. Следовательно, с точностью до постоянного множителя, мы можем вместо комплексных амплитуд излучения этих источников в плоскости голограммы рассматривать соответствующие им распределения фаз: φ_r , φ_v , φ_O , φ_R , φ_C . Ранее, рассматривая структуру голограммы точечных источников, мы уже выводили выражение, описывающее распределение фазы излучения точечного источника $P(x_P, y_P)$ на удаленной от него на расстоянии Z_P плоскости xu (см. рис. 3.3).

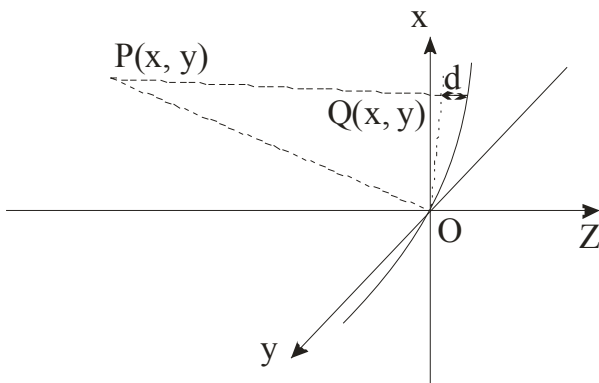


Рис. 3.3. К расчету распределения фазы

Это выражение с точностью до значения фазы в начале координат может быть представлено следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \varphi_P(x, y) &= -\frac{2\pi}{\lambda_P} d = -\frac{2\pi}{\lambda_P} (PQ - PO) = \\
 &= -\frac{2\pi}{\lambda_P} \left\{ \sqrt{(x - x_P)^2 + (y - y_P)^2 + z_P^2} - \sqrt{x_P^2 + y_P^2 + z_P^2} \right\} = \\
 &= \frac{2\pi}{\lambda_P} z_P \left\{ \sqrt{1 + \frac{[(x - x_P)^2 + (y - y_P)^2]}{z_P^2}} - \sqrt{1 + \frac{(x_P^2 + y_P^2)}{z_P^2}} \right\}.
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

Со слагаемыми в (3.23), содержащими знаки радикала, мы поступим точно так же, как поступали с ними ранее при анализе структуры голограммы, т.е. разложим в степенной ряд. При этом в разложении ограничимся не двумя, как раньше, а тремя первыми членами ряда. Тогда из (3.23) получим:

$$\varphi_P(x, y) \approx \frac{2\pi}{\lambda_P} \left\{ \frac{x^2 + y^2 - 2xx_P - 2yy_P}{2z_P} - \frac{1}{8z_P^3} \left(x^4 + y^4 + 2x^2y^2 - 4x^3x_P - 4y^3y_P - 4x^2yy_P - 4xy^2x_P + 6x^2x_P^2 + 6y^2y_P^2 + 2x^2y_P^2 + 2y^2x_P^2 + 8xyx_Py_P - 4xx_P^3 - 4xx_Py_P^2 - 4yy_P^3 - 4xx_P^2y_P \right) \right\}. \tag{3.24}$$

Далее, если считать плоскость xu плоскостью голограммы, располагаемой так, что ее геометрический центр совпадает с началом координат, то можно заключить, что выражение (3.24) будет справедливо для всех трех точечных источников, участвующих в процессах регистрации и восстановления голограммы. Тогда (3.22) мы можем переписать в виде:

$$\varphi_v = \varphi_C + \varphi_O - \varphi_R ; \quad \varphi_r = \varphi_C - \varphi_O + \varphi_R . \tag{3.25}$$

Из анализа выражений (3.25) можно сделать следующие выводы. Если распределения фаз опорного и восстанавливающего источников в плоскости голограммы идентичны, т.е. выполняется равенство $\varphi_C = \varphi_R$, то восстановленное с помощью голограммы распределение фазы φ_v будет абсолютно идентично распределению фазы объектной волны в процессе записи голограммы. Если же амплитуда восстанавливающей волны будет комплексно сопряжена амплитуде опорной волны, т.е.

будет выполняться равенство $\varphi_C = -\varphi_R$, то восстановленное распределение фазы φ_r будет равно $-\varphi_O$, т.е. произойдет восстановление обращенной объектной волны и будет сформировано неискаженное действительное изображение объекта. Вторым из рассмотренных случаев называется случаем восстановления голограммы с использованием обращения волнового фронта.

Теперь рассмотрим общие случаи восстановления голограммы. Для этого положим, что распределения фаз φ_R и φ_v , соответствующие восстановленным в ± 1 порядках дифракции изображениям и реализуемые в плоскости голограммы непосредственно за ней, можно представить в виде суммы фазовых распределений, соответствующих гомоцентрическому пучку лучей, порожденному или сходящемуся в точечный источник сферической волны единичной амплитуды $I(x_I, y_I, z_I)$, и некоторой волновой aberrации, т.е. фазовой добавки $(2\pi/\lambda_C)W(x, y)$:

$$\varphi_{v,r}(x, y) \approx \frac{2\pi}{\lambda_C} \left\{ \begin{array}{l} \frac{x^2 + y^2 - 2xx_I - 2yy_I}{2z_I} - \\ \frac{1}{8z_I^3} \left(\begin{array}{l} x^4 + y^4 + 2x^2y^2 - 4x^3x_I - 4y^3y_I - 4x^2yy_I - \\ - 4xy^2x_I + 6x^2x_I^2 + 6y^2y_I^2 + 2x^2y_I^2 + 2y^2x_I^2 + \\ + 8xyx_Iy_I - 4xx_I^3 - 4xx_Iy_I^2 - 4yy_I^3 - 4xx_I^2y_I \end{array} \right) + \\ + W(x, y) \end{array} \right\}. \quad (3.26)$$

Подставим в (3.25) выражения, подобные (3.24), описывающие распределения фаз опорной, объектной и восстанавливающей волн и отличающиеся от (3.24) заменой индекса p на индексы R, O и C , соответственно, и приравняем полученное выражение к (3.26). При этом учтем, что, в общем случае, длина волны восстанавливающего источника λ_C может не совпадать с длиной волны излучения опорного и объектного источников λ_R . Длины же волн опорного и объектного источников должны быть, бесспорно, равны друг другу, поскольку источники должны быть когерентны. Возможное неравенство длин волн восстанавливающего и регистрирующих голограмму источников учтем путем введения коэффициента $\mu = \lambda_C/\lambda_R$.

Анализ полученного равенства, описывающего изображающие свойства голограммы, проведем применительно к двум случаям. Во-первых, рассмотрим, так называемое, первое параксиальное приближение, т.е. случай, когда $x, y, x_R, x_P, x_I, x_C, y_R, y_P, y_C, y_I$ много меньше z_P, z_R, z_C и z_I . При этом степенные ряды, ранее использовавшиеся

нами, могут быть ограничены не тремя первыми членами, как это было при выводе выражений (3.24) и (3.26), а лишь двумя первыми членами, как мы это делали при анализе структуры голограммы. В этом случае анализ полученного нами равенства позволяет сделать вывод о существовании соотношений между длинами волн и координатами восстановленного, восстанавливающего, объектного и опорного источников, позволяющих обеспечить равенство нулю фазовой добавки $W(x,y)$, т.е. позволяющих обеспечить восстановление безабберационного изображения точечного источника I . Эти соотношения описываются выражениями, подобными хорошо известным формулам тонкой линзы:

$$\frac{1}{Z_I} = \frac{1}{Z_C} \pm \mu \left(\frac{1}{Z_O} - \frac{1}{Z_R} \right)$$

$$\frac{X_I}{Z_I} = \frac{X_C}{Z_C} \pm \mu \left(\frac{X_O}{Z_O} - \frac{X_R}{Z_R} \right) \quad (3.27)$$

$$\frac{Y_I}{Z_I} = \frac{Y_C}{Z_C} \pm \mu \left(\frac{Y_O}{Z_O} - \frac{Y_R}{Z_R} \right).$$

В (3.27) верхний знак соответствует изображению, восстанавливаемому в -1 порядке дифракции и характеризующемуся распределением фазы φ_v , а нижний знак соответствует изображению, восстанавливаемому в +1 порядке дифракции и соответствующему распределению фазы φ_r . Выражения (3.27) описывают изображающие свойства голограммы точечного объекта в первом параксиальном приближении. Первое из них описывает зависимость расстояния от голограммы до восстановленного изображения от расстояний от голограммы до опорного, объектного и восстанавливающего источников. Второе и третье выражения позволяют по известным x и y координатам объектного, опорного и восстанавливающего источников определить соответствующие координаты восстановленного изображения. Из первого уравнения (3.27) найдем выражение, описывающее фокусное расстояние голограммы - f_h . Для этого подставим в него $z_C = \infty$. Отсюда получим:

$$\frac{1}{f_h} = \pm \mu \left(\frac{1}{Z_O} - \frac{1}{Z_R} \right). \quad (3.28)$$

Если подставить (3.28) в первое уравнение (3.27), то можно получить:

$$\frac{1}{Z_I} = \frac{1}{Z_C} + \frac{1}{f_h}. \quad (3.29)$$

Сравнение (3.29) с известной формулой тонкой линзы свидетельствует об их идентичности. Отличаются от случая тонкой линзы лишь второе и третье уравнения, описывающие координаты изображения в плоскости его локализации. И это отличие обусловлено внеосевой схемой записи рассматриваемой нами обобщенной голограммы. Покажем это, рассмотрев линейное увеличение голограммы. Определим его, как отношение приращений dx_I и dy_I к вызвавшим их приращениям dx_C и dy_C . Из (3.27) получим:

$$\frac{dx_I}{dx_C} = \frac{z_I}{z_C}; \quad \frac{dy_I}{dy_C} = \frac{z_I}{z_C}. \quad (3.30)$$

Сравнение (3.29) и (3.30) с формулами тонкой линзы свидетельствует о подобии их импульсных откликов, а, следовательно, и изображающих свойств в первом приближении. Это позволяет нам считать голограмму точечного источника силовым голограммным оптическим элементом.

Сформулированные нами условия формирования голограммой безабберационного изображения в первом параксиальном приближении справедливы лишь для случая монохроматического излучения. Дело в том, что в (3.27) и в (3.28) входит параметр μ , зависящий от соотношения длин волн записи и восстановления голограммы. Зависимость фокусного расстояния голограммы от длины волны приводит к тому, что она в случае использования немонахроматического восстанавливающего излучения формирует элементарные монохроматические изображения объекта, располагаемые на различных расстояниях от плоскости голограммы, что приводит к искажению формируемого ею цветного изображения объекта. Такое искажение изображения представляет собой хроматическую aberrацию, называемую хроматизмом положения. Численно она принимается равной расстоянию между двумя сформированными линзой элементарными монохроматическими изображениями, соответствующими границам рабочего спектрального диапазона голограммы. В волновой мере такая aberrация выражена быть не может.

3.3.2. Влияние конечных размеров голограммы. Структура изображения точечного объекта, формируемого голограммой в отсутствии aberrаций

До настоящего времени при проведении анализа изображающих свойств голограммы точечного источника мы ограничивались сравнениями фазовых распределений объектного, опорного, восстанавливающего и восстановленного пучков лучей в плоскости голограммы. При этом мы не учитывали влияния конечных размеров апертуры голограммы на структуру формируемого с ее помощью изображения точечного объекта. Для учета влияния конечных размеров голограммы на структуру формируемого ею изображения точечного источника воспользуемся полученными ранее соотношениями и запишем выражение, описывающее в первом приближении реализуемую в плоскости голограммы комплексную амплитуду восстановленных с ее помощью изображений H_V и H_R :

$$H_{V,R}(x, y) \approx \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda_c} \left\{ \frac{1}{2} (x^2 + y^2) \left[\frac{1}{z_c} \pm \mu \left(\frac{1}{z_o} - \frac{1}{z_r} \right) \right] \right\} \right\} \times \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\lambda_c} \left\{ x \left[\frac{x_c}{z_c} \pm \mu \left(\frac{x_o}{z_o} - \frac{x_r}{z_r} \right) \right] + y \left[\frac{y_c}{z_c} \pm \mu \left(\frac{y_o}{z_o} - \frac{y_r}{z_r} \right) \right] \right\} \right\}. \quad (3.31)$$

Для учета апертурного ограничения голограммы введем в (3.31) функцию $M(x, y)$, равную 1 в пределах светового размера голограммы, т.е. в пределах ее линейной апертуры, и равную 0 в остальных точках плоскости (x, y) . Тогда комплексную амплитуду восстановленного изображения в плоскости голограммы, сразу за голограммой, в первом парааксиальном приближении с учетом апертурных ограничений $H'_{V,R}(x, y)$ мы можем описать в виде:

$$H'_{V,R}(x, y) = M(x, y) H_{V,R}(x, y). \quad (3.32)$$

Для нахождения импульсного отклика тонкой линзы применим к выражению (3.32) преобразование Френеля, позволяющее в парааксиальном приближении по комплексной амплитуде поля в плоскости голограммы найти распределение амплитуды в плоскости изображений, расположенной от голограммы на расстоянии z_I . Поскольку (3.32) описывает комплексную амплитуду прошедшего голограмму излучения точечного источника, то его преобразование Френеля будет с точностью до постоянной фазы описывать импульсный

отклик голограммы точечного источника $h(x_I, y_I; x_c, y_c)$:

$$h(x_I, y_I; x_c, y_c) = H_{V,R}(x_I, y_I) \approx \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H'_{V,R}(x, y) \exp\left\{-j \frac{2\pi(x^2 + y^2)}{\lambda_p 2z_I}\right\} \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda_p z_I}(xx_I + yy_I)\right] dx dy \quad (3.33)$$

Подставим (3.32) в (3.33):

$$h(x_I, y_I; x_c, y_c) \approx \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M(x, y) \exp\left\{j \frac{2\pi(x^2 + y^2)}{\lambda_c} \left(\frac{1}{z_c} \pm \mu \left(\frac{1}{z_o} - \frac{1}{z_r}\right) - \frac{1}{z_I}\right)\right\} \times \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda_c} \left[\left(\frac{x_I}{z_I} - \left(\frac{x_c}{z_c} \pm \mu \left(\frac{x_o}{z_o} - \frac{x_r}{z_r}\right)\right)\right)x + \left(\frac{y_I}{z_I} - \left(\frac{y_c}{z_c} \pm \mu \left(\frac{y_o}{z_o} - \frac{y_r}{z_r}\right)\right)\right)y\right]\right\} dx dy \quad (3.34)$$

Если в (3.34) подставить формулу голограммы (3.27), то можно получить выражение, описывающее импульсный отклик в плоскости изображения (x_I, y_I) :

$$h(x_I, y_I; x_c, y_c) \approx \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M(x, y) \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda_c} \left[\left(\frac{x_I}{z_I} - \left(\frac{x_c}{z_c} \pm \mu \left(\frac{x_o}{z_o} - \frac{x_r}{z_r}\right)\right)\right)x + \left(\frac{y_I}{z_I} - \left(\frac{y_c}{z_c} \pm \mu \left(\frac{y_o}{z_o} - \frac{y_r}{z_r}\right)\right)\right)y\right]\right\} dx dy \quad (3.35)$$

Из (3.35) следует, что комплексная амплитуда формируемого голограммой изображения точечного источника, т.е. импульсный отклик голограммы, соответствует картине дифракции Фраунгофера на апертуре голограммы, причем картине, имеющей координаты центра:

$$x_I = \left[\frac{x_c}{z_c} \pm \mu \left(\frac{x_o}{z_o} - \frac{x_r}{z_r} \right) \right] z_I; \quad (3.36)$$

$$y_I = \left[\frac{y_c}{z_c} \pm \mu \left(\frac{y_o}{z_o} - \frac{y_r}{z_r} \right) \right] z_I. \quad (3.37)$$

Если апертуру голограммы ограничить круглой апертурной диафрагмой, центр которой совпадает с центром поверхности голограммы, то распределение интенсивности в картине дифракции

излучения на диафрагме такой формы, как известно, будет описываться функцией вида:

$$I(r_0) = A \left[\frac{J_1(kDr_0/2z)}{kDr_0/2z} \right]^2 ; \quad (3.38)$$

где A – коэффициент пропорциональности, J_1 – функция Бесселя первого рода первого порядка, $k = 2\pi/\lambda_p$ – волновое число, z – расстояние от апертурной диафрагмы до плоскости наблюдения (в нашем случае оно равно z_I), D – диаметр апертурной диафрагмы, r_0 – радиус-вектор в плоскости наблюдения. В нашем случае он отсчитывается в плоскости изображений от точки с координатами (x_I, y_I) , т.е.

$$r_0^2 = \left(x_I - \frac{x_p}{z_p} z_I \right)^2 + \left(y_I - \frac{y_p}{z_p} z_I \right)^2 . \quad (3.39)$$

Отметим, что функция $J_1(x)/x$ при $x = 0$ равна 0,5.

Картину дифракции, описываемую соотношением (6.8), в оптике обычно называют картиной Эйри по имени ее первого исследователя. Распределение интенсивности в ней представлено на рис. 3.4, а ее общий

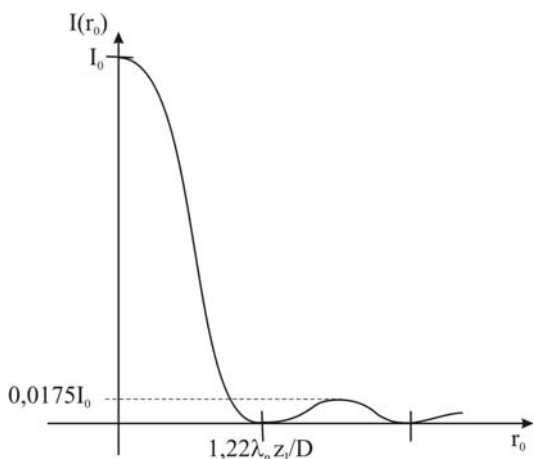


Рис. 3.4. Распределение интенсивности в картине Эйри

вид - на рис. 3.5. Таким образом, изображение точечного объекта, формируемое голограммой, ограниченной круглой дифрагмой, имеет вид светлого пятна, окруженного concentрическими чередующимися темными и светлыми кольцами убывающей интенсивности. При этом в центральном пятне сосредоточено 83,8% всей энергии, формирующей изображение точечного источника, в первом светлом кольце – 7,2%, во втором кольце сосредоточено 2,8% энергии, а в третьем – менее 1,5%.



Рис. 3.5. Картина Эйри

Отметим, что наличие у голограммы, как и у любой другой оптической системы, aberrаций приводит, при их малых величинах, к перераспределению энергии в картине Эйри, а по мере увеличения aberrаций и к разрушению самой картины. При этом при величинах волновых aberrаций менее $\lambda_p/4$ согласно критерию, сформулированному Рэлеем, картина Эйри, формируемая оптической системой с aberrациями, полностью соответствует картине, формируемой безaberrационной системой.

3.3.3. Монохроматические aberrации третьего порядка

В предыдущем подразделе мы показали в первом параксиальном приближении способность голограмм формировать в монохроматическом излучении безaberrационные изображения объектов. Напомним, что параксиальное приближение соответствует участку апертуры голограммы, расположенному вблизи ее центра. Вклад в изображение излучения, прошедшего через более удаленные от центра голограммы участки ее апертуры, приводит, в общем случае, к появлению aberrаций, т.е. к появлению искажений в изображениях, формируемых с помощью голограммы. Покажем это с помощью выражений (3.24) - (3.27), полученных при учете первых трех членов степенных рядов, описывающих выражения, стоящие под знаками радикала в (3.23). Для этого из (3.26) найдем выражение, описывающее aberrации $(2\pi/\lambda_p)W(x, y)$, реализуемые в плоскости голограммы, формирующей изображение точечного источника $I(x_l, y_l)$.

$$\frac{2\pi}{\lambda_c} W(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_c} \left\{ \begin{array}{l} -\frac{1}{8}(x^2 + y^2)^2 S + \frac{1}{2}(x^2 + y^2)(xC_x + yC_y) - \\ -\frac{1}{2}(x^2 A_x + 2xyA_{xy} + y^2 A_y) - \\ -\frac{1}{4}(x^2 + y^2)F + \frac{1}{2}(xD_x + yD_y) \end{array} \right\}, \quad (3.40)$$

где

$$S = \frac{1}{Z_C^3} \pm \mu \left(\frac{1}{Z_O^3} - \frac{1}{Z_R^3} \right) - \frac{1}{Z_I^3} ; \quad (3.41)$$

$$C_x = \frac{X_C}{Z_C^3} \pm \mu \left(\frac{X_O}{Z_O^3} - \frac{X_R}{Z_R^3} \right) - \frac{X_I}{Z_I^3} ; \quad C_y = \frac{Y_C}{Z_C^3} \pm \mu \left(\frac{Y_O}{Z_O^3} - \frac{Y_R}{Z_R^3} \right) - \frac{Y_I}{Z_I^3} ; \quad (3.42)$$

$$A_x = \frac{X_C^2}{Z_C^3} \pm \mu \left(\frac{X_O^2}{Z_O^3} - \frac{X_R^2}{Z_R^3} \right) - \frac{X_I^2}{Z_I^3} ; \quad A_y = \frac{Y_C^2}{Z_C^3} \pm \mu \left(\frac{Y_O^2}{Z_O^3} - \frac{Y_R^2}{Z_R^3} \right) - \frac{Y_I^2}{Z_I^3} ;$$

$$A_{xy} = \frac{X_C Y_C}{Z_C^3} \pm \mu \left(\frac{X_O Y_O}{Z_O^3} - \frac{X_R Y_R}{Z_R^3} \right) - \frac{X_I Y_I}{Z_I^3} ; \quad (3.43)$$

$$F = \frac{X_C^2 + Y_C^2}{Z_C^3} \pm \mu \left(\frac{X_O^2 + Y_O^2}{Z_O^3} - \frac{X_R^2 + Y_R^2}{Z_R^3} \right) - \frac{X_I^2 + Y_I^2}{Z_I^3} ; \quad (3.44)$$

$$D_x = \frac{X_C^3 + X_C Y_C^2}{Z_C^3} \pm \mu \left(\frac{X_O^3 + X_O Y_O^2}{Z_O^3} - \frac{X_R^3 + X_R Y_R^2}{Z_R^3} \right) - \frac{X_I^3 + X_I Y_I^2}{Z_I^3} ;$$

$$D_y = \frac{Y_C^3 + Y_C X_C^2}{Z_C^3} \pm \mu \left(\frac{Y_O^3 + Y_O X_O^2}{Z_O^3} - \frac{Y_R^3 + Y_R X_R^2}{Z_R^3} \right) - \frac{Y_I^3 + Y_I X_I^2}{Z_I^3} . \quad (3.45)$$

Проанализируем выражение (3.40) более детально. Оно состоит из пяти слагаемых, соответствующих пяти известным из курса оптики монохроматическим абберациям третьего порядка. При этом первое слагаемое (3.40), пропорциональное четвертой степени расстояния от центра голограммы до исследуемой точки ее апертуры, описывает сферическую абберацию. Соответствующий ей коэффициент S , зависящий от геометрических параметров схем записи и восстановления голограммы, описывается выражением (3.41). Из (3.41) следует, что сферическая абберация голограммы определяется расстояниями от центра голограммы до опорного, объектного и восстанавливающего источников и не зависит от их поперечных координат x , y . Поэтому она имеет место даже в случае осевой голограммы Габора. Физически сферическая абберация проявляется в перекачке энергии из центрального кружка пятна рассеяния в его периферийную область, что

приводит к росту интенсивности дифракционных колец, окружающих главный максимум картины Эйри. Реализуемые в пятне рассеяния при наличии сферической aberrации распределения интенсивности представлены на рис. 3.6.

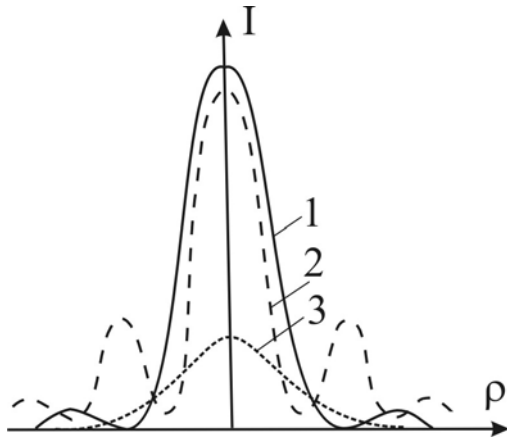


Рис. 3.6. Распределение интенсивности в пятне рассеяния при наличии сферической aberrации (1- aberrация отсутствует; 2 и 3 – изменение распределения интенсивности с ростом сферической aberrации)

Второе слагаемое в выражении (3.40) описывает aberrацию “кома”. Ее коэффициенты C_x и C_y описываются выражениями (3.42). Из (3.40) и (3.42) следует, что кома, в отличие от сферической aberrации, не является симметричной aberrацией относительно координат в плоскости голограммы, а также то, что ее величина зависит не только от расстояний от центра голограммы до опорного, объектного и восстанавливающего источников, но еще и от поперечных координат этих источников. Физически кома выражается, при небольших величинах, в несимметричной интенсивности дифракционных колец картины рассеяния. Большие величины aberrации “кома” приводят к преобразованию центрального круга пятна Эйри в запятую, отсюда и название "coma" (см. рис. 3.7).

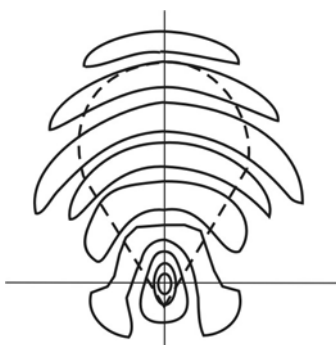


Рис. 3.7. Пятно рассеяния при наличии aberrации кома

Третье слагаемое выражения (3.40) описывает aberrацию астигматизма. Ее коэффициенты A_x , A_y , A_{xy} описываются выражениями (3.43). Физически астигматизм выражается в преобразовании кружка рассеяния в два взаимно перпендикулярных штриха, располагаемых на

различных расстояниях от линзы. Структура пучка лучей, искаженного aberrацией астигматизм, представлена на рис. 3.8.

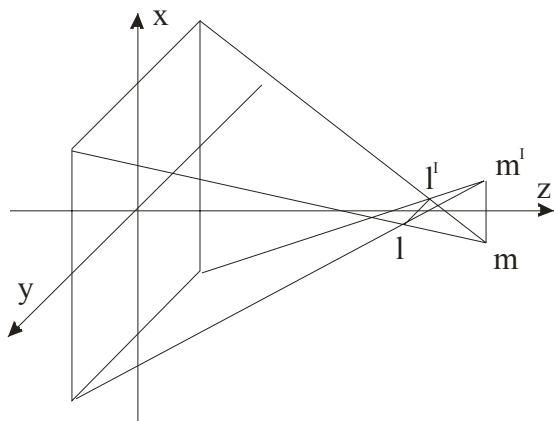


Рис. 3.8. Структура астигматического пучка лучей

Здесь ll' и mm' – взаимно перпендикулярные фокальные линии, в которые выродилось центральное ядро пятна Эйри. Вид пятна рассеяния, реализуемый в плоскости, расположенной посередине между фокальными штрихами, представлен на рис. 3.9.

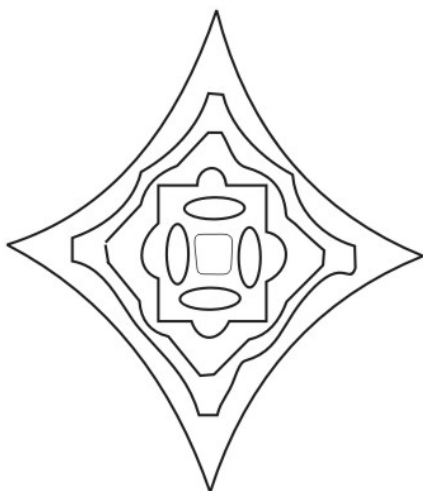


Рис. 3.9. Пятно рассеяния при наличии астигматизма в плоскости наилучшей фокусировки

Четвертое слагаемое в (3.40) описывает aberrацию кривизны поля. Коэффициент этой aberrации F описан выражением (3.44). Физически кривизна поля выражается в зависимости расстояния от центра голограммы до плоскости восстановленного изображения от координат объекта, а, следовательно, от координат изображения. Формируемое при этом пятно рассеяния остается неискаженным и полностью соответствует картине Эйри.

Последнее слагаемое в (3.40) описывает aberrацию дисторсии. Ее коэффициенты описываются выражениями (3.45). Физически она выражается в искривлении восстановленного изображения объекта.

Из анализа выражений, описывающих aberrации голограмм

точечного объекта, можно сделать следующие основные выводы об их отображающих свойствах.

1. Изображающие свойства голограмм полностью описываются длинами волн записи и восстановления и положениями опорного, объектного и восстанавливающего точечных источников.

2. Голограмма, восстанавливаемая на длине волны ее записи, является безабберационным оптическим элементом для двух пар сопряженных точек, совпадающих по положению с опорным и объектным восстанавливающими источниками, использовавшимися при записи голограммы.

3. Дисторсия голограмм, в отличие от тонких линз, тождественно не равна 0. Это объясняется отсутствием у голограммы, в общем случае, оптической оси. В частном случае осевой голограммы, т.е. при $x_O/z_O = x_R/z_R$ и $y_O/z_O = y_R/z_R$, дисторсия голограммы, так же, как и дисторсия тонкой линзы, тождественно равна 0.

4. Голограмма обладает много большими, по сравнению с тонкой линзой, хроматическими абберациями. Об этом свидетельствует присутствующий во всех вышеприведенных выражениях коэффициент μ .

Приведенные выше основные особенности отображающих свойств голограмм обуславливают преимущественное использование элементов голограммной оптики в оптических системах, предназначенных для использования в монохроматическом излучении при малых полях зрения.

4. Факторы, ограничивающие качество изображения, формируемого методом голографии

Качество изображений, восстанавливаемых с помощью голограмм, помимо aberrаций, определяется еще рядом существенных факторов. Среди них наиболее значимыми являются: интермодуляционные помехи, шумы регистрирующей среды и помехи, обусловленные нелинейностью ее характеристической кривой, деформация восстанавливающего и восстановленного волновых фронтов, обусловленная фазовыми неоднородностями и деформацией регистрирующей среды, помехи, обусловленные дискретным характером регистрации голографического поля.

4.1. Интермодуляционные помехи

Интермодуляционные помехи обусловлены взаимной интерференцией точек объекта между собой. Природу этих помех и метод устранения их влияния на восстановленное изображение мы рассматривали ранее при анализе внеосевой схемы записи голограмм. Напомним вкратце суть вопроса. Из основного уравнения голографии следует, что комплексная амплитуда поля, восстанавливаемая с помощью линейно зарегистрированной голограммы в плоскости самой голограммы, сразу за ней, может быть описано с помощью выражения, содержащего четыре слагаемых. Из них два последних слагаемых соответствуют волновым фронтам, которые расходятся от мнимого изображения объекта или сходятся к его действительному изображению, в то время как два первых слагаемых не несут никакой полезной информации об объекте. Они описывают волны, распространяющиеся по направлению распространения восстанавливающей волны в нулевом порядке дифракции голограммы. Ширина полосы занимаемых этими волнами пространственных частот равна удвоенной полосе пространственных частот объектной и опорной волн, соответственно. Волны, описываемые двумя первыми слагаемыми основного уравнения голографии, как раз и являются источниками интермодуляционных помех. Отметим, что в осевой схеме голографии Габора волны, соответствующие 0 и ± 1 порядкам дифракции голограммы, распространяются в одном и том же направлении, что и восстанавливающая волна, что приводит к невозможности устранения

интермодуляционных помех из восстановленного изображения объекта. Условие пространственного разделения порядков дифракции голограммы одновременно и является условием отсутствия интермодуляционных помех. Ранее мы с вами для наиболее распространенного случая плоских опорной и восстанавливающей волн сформулировали и обосновали условие возможности пространственного разделения дифракционных порядков голограммы. Оно сводилось к необходимости выбора таких углов падения опорной и восстанавливающей волн, при которых величины углов, составляемых направлениями распространения объектной и каждой из вышеназванных волн, превышали бы полуторный угловой размер объекта. Мы не зря говорим здесь о возможности разделения, поскольку сам факт пространственного разделения порядков дифракции голограммы в той или иной плоскости локализации восстановленного изображения определяется еще и расстоянием от голограммы до восстановленного изображения.

4.2. Шумы регистрирующей среды

Прежде чем говорить о шумах регистрирующей среды уточним само понятие шума и его отличия от помехи. Помехи, в частности интермодуляционные, о которых мы говорили выше, детерминированы. Распределение их комплексной амплитуды определяется структурами опорного и объектного пучков лучей и не зависит от конкретной реализации голограммы. Т.е. если вы в одной и той же схеме, на одной и той же регистрирующей среде при соблюдении одних и тех же технологических режимов зарегистрируете несколько голограмм, то все они будут характеризоваться одним и тем же распределением интермодуляционных помех в плоскости восстановленного изображения. Иное дело шум. Он имеет случайную природу и может быть описан лишь статистически. В частности, каждая реализация голограммы будет описываться своим, характерным только для нее, распределением шума.

Одним из наиболее значимых источников шумов в восстановленных изображениях является структура регистрирующей среды. Из всех применяемых в настоящее время голографических регистрирующих сред наиболее шумящими являются галогенидосеребряные регистрирующие среды, обрабатываемые без отбеливания, либо с отбеливанием без последующего фиксирования отбеленных голограмм. Голограммная структура в обработанных таким образом фотоматериалах состоит либо из зерен металлического серебра в амплитудных голограммах, полученных без отбеливания, либо из

зерен солей серебра в голограммах, полученных методом отбеливания, располагаемых в желатиновой матрице. Наличие этих зерен и их случайное расположение в желатиновой матрице обуславливают случайные вариации коэффициента пропускания голограммы и, как следствие этого, рассеяние проходящего через голограмму излучения. Значительно меньшим уровнем светорассеяния, а, следовательно, и шума, характеризуются галогенидосеребряные регистрирующие среды, прошедшие фотохимическую обработку по методу "желатины, сенсibilизированной серебром". При обработке по этому методу зерна солей серебра, полученных при отбеливании голограмм, удаляются из желатиновой матрицы в процессе второго фиксирования отбеленного фотослоя, образующиеся в желатиновой матрице пустоты "схлопываются" при сушке слоя. Сама же голограммная структура сохраняется в среде в виде вариаций показателя преломления желатиновой матрицы, возникающих в процессе проявления и отбеливания фотослоя вблизи зерен металлического серебра. Еще меньшим уровнем шума обладают голограммы, получаемые на неструктурированных регистрирующих средах, таких как бихромированная желатина и фотополимерные материалы. Спектр пространственных частот шума регистрирующих сред обычно простирается вплоть до граничных значений регистрируемых пространственных частот, что не позволяет осуществлять пространственное разделение шума и восстановленного изображения. Следовательно, единственным эффективным способом подавления шума в восстановленном изображении является грамотный выбор регистрирующей среды. Помимо самой среды, источниками шума, накладывающегося на восстановленное изображение, могут являться царапины, загрязнения или дефекты подложки голограммы. Шумы, обусловленные этими причинами, как правило, сосредоточены в области низких пространственных частот.

4.3. Помехи, обусловленные нелинейностью характеристической кривой регистрирующей среды

При рассмотрении свойств голограмм мы обычно постулировали линейность зависимости коэффициента пропускания прошедшей фотохимическую обработку регистрирующей среды от интенсивности зарегистрированного голографического поля. В действительности, характеристическая кривая реальных регистрирующих сред, описывающая зависимость их амплитудного коэффициента пропускания от экспозиции, линейна лишь на небольшом участке в области средних экспозиций и существенно нелинейна в областях малых и больших

экспозиций. Типичный вид характеристической кривой представлен на рис. 4.2.

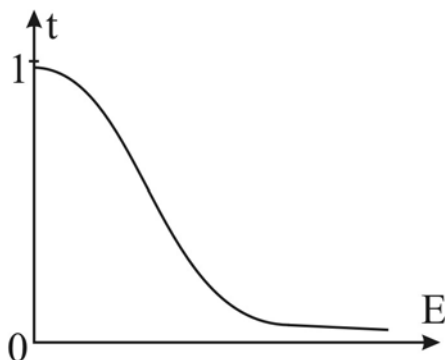


Рис. 4.1. Типичный вид характеристической кривой негативной регистрирующей среды

Такая кривая может быть достаточно точно описана полиномом третьей степени.

$$t = c_0 + c_1 E + c_2 E^2 + c_3 E^3. \quad (4.1)$$

Первый член в правой части (4.1) не зависит от экспозиции, второй член соответствует линейному соотношению между пропусканием и экспозицией. Третий и четвертый члены характеризуют нелинейность записи. Для обычных областей экспозиций наиболее важны нелинейные эффекты, обусловленные квадратичным членом. Рассмотрим его вклад в структуру изображения, восстанавливаемого с помощью голограммы. Для этого выделим из коэффициента пропускания голограммы t его составляющую t_2 , зависящую от квадрата экспозиции:

$$t_2 = c_2 E^2. \quad (4.2)$$

Отметим, что вклад в восстановленное с помощью голограммы изображение второго члена (4.1), линейно зависящего от экспозиции, мы уже рассматривали ранее при анализе основного уравнения голографии. Предположим, что экспонирование голограммы осуществлялось в течение времени τ в голографическом поле, сформированном с помощью объектной и опорной волн с комплексными амплитудами на поверхности регистрирующей среды A и R , соответственно. Экспозиция, полученная регистрирующей средой при этих условиях, может быть описана с помощью следующего выражения:

$$E = kI\tau = k(AA^* + RR^* + AR^* + A^*R)\tau, \quad (4.3)$$

где k – коэффициент пропорциональности, I – интенсивность

голографического поля. Подставляя (4.3) в (4.2) получаем:

$$t_2 = c_2 k^2 (AA^* + RR^* + AR^* + A^* R)^2 \tau^2. \quad (4.4)$$

Для упрощения анализа предположим, что опорная волна не модулирована, т.е. произведение RR^* мы можем считать постоянным в пределах апертуры голограммы. Отделим теперь от (4.4) все члены, пропорциональные первым степеням каких – либо членов в равенстве (4.3), т.е. члены, описывающие уже известные нам 0 и ± 1 порядки дифракции голограммы, и запишем.

$$t_2 = \text{линейные члены} + c_2 k^2 \tau^2 [(AA^*)^2 + A^2 R^{*2} + A^{*2} R^2 + 2AA^* AR^* + 2AA^* A^* R]. \quad (4.5)$$

Кубический член в (4.1) приводит к появлению членов функции амплитудного пропускания голограммы, часть из которых имеет такую же форму, как и слагаемые, входящие в (4.5). При количественных расчетах вклад этих слагаемых следовало бы включить в квадратичный нелинейный эффект. Однако мы будем проводить лишь качественный анализ и этой добавкой пренебрежем. Предположим, что в процессе восстановления голограмма освещается исходной опорной волной R , и рассмотрим лишь ту часть дифрагированного на голограмме света, которая обусловлена членом пропускания t_2 (линейными членами t_2 мы при этом пренебрежем). При этом будем считать опорную волну плоской, аксиально падающей волной единичной амплитуды, т.е. положим $R=1$.

Из (4.5) следует, что квадратичные члены функции пропускания голограммы приводят к появлению в дифрагированном на голограмме излучении пяти дополнительных волн. Кратко рассмотрим их. Для этого перепишем (4.5) в приближенном виде, описывающем комплексные амплитуды восстановленных волн с точностью до постоянной,

$$\begin{aligned} R[(AA^*)^2 + A^2 R^{*2} + A^{*2} R^2 + 2AA^* AR^* + 2AA^* A^* R] = \\ = (AA^*)^2 + A^2 + A^{*2} + 2AA^* A + 2AA^* A^*. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Для оценки ширины пространственного спектра волны, соответствующей тому или иному слагаемому (4.6), необходимо найти Фурье-образ этого слагаемого. При этом необходимо иметь в виду, что в частотном пространстве произведению двух функций соответствует свертка их Фурье - образов, а произведению функции на такую же, но

комплексно сопряженную функцию соответствует автокорреляция Фурье - образов этой функции.

Тогда оказывается, что спектр AA^* имеет в два раза более широкую полосу частот, чем спектр объектной волны A , а квадрат этого произведения - $(AA^*)^2$, занимает в 4 раза более широкую полосу пространственных частот, чем спектр объектной волны, располагающейся симметрично относительно нулевой пространственной частоты $\xi=0$, соответствующей частоте опорной волны. Таким образом, нелинейная запись голограмм приводит к двукратному расширению спектра интермодуляционных помех, о которых мы говорили выше. Это, в свою очередь, приводит к двукратному, по сравнению со случаем линейной записи, увеличению минимального угла падения опорной волны, обеспечивающего пространственное разделение нулевого и первого порядков дифракции голограммы.

Второе слагаемое в правой части (4.6) представляет собой квадрат комплексной амплитуды опорной волны. Оно приводит к формированию в восстановленном поле искаженного абберациями изображения объекта, располагаемого на вдвое меньшем расстоянии от голограммы, чем основное изображение. При этом прямая, соединяющая центр голограммы с центром этого искаженного изображения, составляет с направлением распространения опорной волны угол, вдвое больший, чем угол между направлениями распространения опорной и объектной волн при регистрации голограммы. Спектр этого изображения в два раза шире спектра объектной волны, а его центр располагается на удвоенной средней пространственной частоте объектной волны. Аналогичным образом третье слагаемое (4.6) можно рассматривать как искаженное абберациями действительное изображение объекта, восстановленного на вдвое меньшем расстоянии от голограммы, по сравнению с расстоянием от голограммы до объекта при записи голограммы.

Четвертое слагаемое (4.6) описывает волну, распространяющуюся в направлении основного восстановленного изображения объекта и накладывающуюся на него. Ее пространственный спектр в три раза превышает спектр объекта, а его середина совпадает с его средней пространственной частотой. В случае диффузно рассеивающего объекта он приводит к появлению гало – ореола вокруг восстановленного изображения. В случае зеркального объекта он приводит к появлению ложных изображений. При этом наиболее заметны ложные изображения крупных деталей объекта, характеризующихся относительно высокой интенсивностью излучения в узкой полосе пространственных частот.

Пятое слагаемое (4.6) описывает аналогичную помеху, локализуемую вокруг сопряженного изображения.

Мы рассмотрели только квадратичные нелинейные члены. Аналогичным образом можно проанализировать нелинейность третьего и более высоких порядков. Она также приводит к формированию ложных изображений и помех, в том числе и тех, которые локализируются вокруг основных восстановленных изображений.

Единственный способ борьбы с помехами, обусловленными нелинейностью характеристической кривой регистрирующей среды, состоит в выборе условий экспонирования среды, обеспечивающих регистрацию голограммы в пределах линейного участка характеристической кривой.

4.4. Влияние неравномерности толщины регистрирующей среды на качество восстановленного изображения

Неравномерность толщины регистрирующей среды по апертуре голограммы приводит к фазовым ошибкам опорной и объектной волн, интерферирующих в толще регистрирующей среды. При этом, поскольку изменения толщины регистрирующей среды обычно плавные, то для случаев регистрации низкочастотных тонкослойных голограмм мы можем считать фазовые набег, обусловленные вариациями толщины среды, одинаковыми как для опорной, так и для объектной волны. Опишем изменение толщины регистрирующей среды функцией $z(x, y)$. Тогда фазовый набег $\varphi(x, y)$, вносимый регистрирующей средой в проходящую через нее волну, может быть описан следующим образом:

$$\varphi(x, y) = k[z_0 + (n - 1)z(x, y)], \quad (4.7)$$

где k – волновое число, z_0 – максимальная толщина регистрирующей среды, n – показатель преломления регистрирующей среды. Наличие вариаций толщины регистрирующей среды приведет к появлению фазовых добавок в выражения, описывающие комплексные амплитуды опорной и объектной волн, формирующего голографическое поле внутри объема регистрирующей среды. С учетом этих добавок комплексные амплитуды объектной и опорной волн будут иметь вид:

$$O'(x, y) = O(x, y) \exp[i\varphi(x, y)] \quad \text{и} \quad (4.8)$$

$$R'(x, y) = R(x, y) \exp[i\varphi(x, y)] \quad , \quad (4.9)$$

соответственно. Воспользуемся (4.8) и (4.9) и получим выражение, описывающее распределение интенсивности в голографическом поле,

формируемом объектной и опорной волнами внутри регистрирующей среды $I(x,y)$

$$I(x,y) = |O'(x,y) + R'(x,y)|^2 = |O(x,y)|^2 + |R(x,y)|^2 + O(x,y)R^*(x,y) + O^*(x,y)R(x,y). \quad (4.10)$$

Выражение (4.10) не содержит $\varphi(x,y)$, что свидетельствует об отсутствии влияния неоднородности толщины регистрирующей среды на структуру регистрируемой голограммы. Будем считать регистрирующую среду линейной. Тогда, как известно, с точностью до коэффициента пропорциональности k мы можем описать комплексную амплитуду волны, восстановленной в -1 порядке дифракции, в виде произведения $C'(x,y)O(x,y)R^*(x,y)$, где $C'(x,y) = C(x,y)\exp[i\varphi(x,y)]$ – комплексная амплитуда восстанавливающей волны в объеме голограммы при ее восстановлении. Если в качестве восстанавливающей волны используется волна, использовавшаяся при записи голограммы в качестве опорной волны, то комплексная амплитуда восстановленной волны будет иметь вид $O(x,y)\exp[i\varphi(x,y)]$. Таким образом, в рассмотренном нами случае тонкослойной низкочастотной голограммы вариации толщины регистрирующей среды не приводят к каким либо изменениям структуры регистрируемой голограммы, однако они обуславливают фазовые искажения в восстановленном изображении объекта из-за искажений восстанавливающей волны. Прделанный нами анализ справедлив для случая низкочастотных голограмм. При большой разнице углов падения на плоскость регистрации голограммы опорного и объектного пучков нарушается условие равенства фазовых задержек, вносимых регистрирующей средой в эти пучки, что приводит к искажениям как восстановленного изображения, так и структуры голограммы. Подробно этот случай мы рассмотрим в рамках курса "Голографические оптические элементы и устройства".

5. Применение метода голографии и устройств на его основе

С каждым годом голография все больше входит в нашу повседневную практику. В этой заключительной лекции курса "Основы голографии и голограммной оптики" мы рассмотрим ряд практических применений голографии. Среди них: системы голографической памяти, голографическая интерферометрия с цифровым восстановлением и обработкой данных, голографические мультиплексоры для систем передачи данных со спектральным уплотнением, голографические метки идентификации, проекционные системы концентрации энергии солнца и системы кодирования информации.

5.1. Системы голографической памяти

Насущная необходимость увеличения объема хранимой информации и увеличения скорости адресного доступа к ней обуславливают перманентное совершенствование запоминающих устройств, в том числе и наиболее распространенных из них - оптических дисковых систем памяти. Так до середины 90-х годов на рынке безраздельно господствовали действующие в ближнем ИК диапазоне системы памяти на CD-RW дисках, позволяющие на диске диаметром 120 мм записать до 1 Гбайта информации. Им на смену пришли системы на дисках DVD-RAM и DVD-RW, работающие практически в том же диапазоне длин волн и позволяющие за счет более совершенных оптической системы и алгоритма обработки сигнала увеличить объем хранимой информации до 4 Гбайт. В настоящее время рынок завоевывает третья генерация оптических дисковых систем памяти, называемая DVD BR "blue – ray" (голубой луч). Она отличается от предыдущего поколения существенно более короткой длиной волны используемого излучения, составляющей 405 нм, что позволяет, сохранив все преимущества используемых в DVD системах алгоритмов обработки сигналов, довести объем информации, сохраняемой на одностороннем диске диаметром 120 мм, до 100 Гбайт. Конкурирующей с DVD BR разновидностью этой генерации систем оптической памяти является HD-DVD (DVD система повышенной плотности), позволяющая на одном оптическом диске стандартного размера хранить до 45 Гбайт. На этом практически исчерпываются все возможности повышения плотности записи информации в однослойном и многослойном рельефно-фазовом виде. Правда фирма Imomega недавно объявила о создании 800-гигабайтного формата оптических дисков, названного ими

"Articulated Optical DVD", однако образцов использующих этот формат систем памяти пока представлено не было, не были опубликованы и принципы построения подобных систем.

Израильская компания Mempile разработала технологию TeraDisc, которая позволяет записать на диск, изготовленный из полимера, сходного с плексигласом, до терабайта данных. Об этом пишет издание Computerworld. На новых дисках можно будет хранить до 250 тысяч песен в формате mp3, 40 фильмов в HD- или 115 в DVD-качестве. Для работы с информацией в технологии TeraDisc используются два лазера, один из которых отслеживает местонахождение нужных данных, а другой производит чтение и запись. Ожидается, что дисководы TeraDisc появятся в продаже в ближайшее время и будут стоить от трех до четырех тысяч долларов. Они смогут читать 500-гигабайтные болванки. Болванка объемом в 700 гигабайт будет стоить 30 долларов. Еще через несколько лет разработчики обещают уместить на диске 5 терабайт данных. Разработать новые, гораздо более вместительные носители информации пытаются не только в Mempile. Японская компания TDK работает над технологией, которая позволит уместить на болванке до 200 гигабайт данных. Британская Plasmon активно разрабатывает технологию UDO, благодаря которой на диски помещается 60 гигабайт.

Дальнейший прогресс в разработке дисковых систем оптической памяти разработчики связывают с использованием метода оптической голографии, позволяющего использовать не только поверхность, но и весь объем диска. По теоретическим оценкам использование объемной голографической записи позволит довести плотность хранения информации на дисках до величины в 1 Тбит/см^3 .

Идея использования метода голографии для создания систем хранения информации была опубликована Питером ван Херденом, сотрудником компании Поляроид, еще в 1963 году. В качестве физического предела плотности хранения информации в голографических системах им была определена плотность в $1 \text{ бит/}\lambda^3$.

Голографические запоминающие устройства (ГЗУ) записывают и считывают информацию, представляемую в виде двумерных растров битов – масок с отверстиями, называемых страницами. Последние представляют собой высококачественные бинарные оптические изображения. Такой параллельный способ представления информации позволяет реализовывать высокие скорости при ее обмене, достигающие гигабита в секунду, при малом времени доступа, не превышающем 1 мс. Данные в ГЗУ, как правило, распределяются по объему регистрирующей среды, в то время, как в магнитных и простых оптических системах памяти они хранятся на поверхности носителя. Потенциально достижимая при использовании всего объема регистрирующей среды плотность хранения информации в ГЗУ превышает 10^{11} бит/см^3 .

Принцип действия ГЗУ состоит в следующем. Битовая информация, т.е. 0 или 1, с помощью пространственного модулятора света вводится в объектный пучок, падающий на поверхность регистрирующей среды, на которую направляется также и опорный пучок. Так регистрируется голограмма. При ее освещении параллельным пучком на обращении она формирует копию объектного пучка, распространяющегося в обратном направлении, и, тем самым, восстанавливает изображение зарегистрированной страницы информации. Воспроизведенная таким образом цифровая информация считывается с помощью матрицы фотоприемников, располагаемых в плоскости фокусировки страницы. При этом высокая угловая селективность объемных голограмм, достигающая для сред толщиной в 1 см величины порядка $0,001^0$, позволяет осуществлять их мультиплексирование, т.е. позволяет записывать множество независимо восстанавливаемых голограмм в одном объеме регистрирующей среды. Смена страниц информации может осуществляться различными способами, например, изменением угла падения восстанавливающего пучка лучей или изменением положения этого пучка на поверхности регистрирующей среды. Комбинированные способы смены страниц, содержащие оба указанных варианта, обычно используются в системах памяти, выполняемых на основе трехмерных голографических дисков.

Основным сдерживающим фактором в развитии голографических систем памяти долгие годы являлось отсутствие регистрирующей среды, пригодной для мультиплексной объемной голографической записи.

Ситуация изменилась в конце девяностых годов с разработкой объемных фотополимерных сред для объемной голографической записи. Наиболее перспективной из них в настоящее время считается фотополимер Aprilis, разработанный Aprilis Inc., США. Фотополимерные регистрирующие среды фирмы Aprilis в настоящее время являются практически единственными средами, пригодными для промышленного внедрения в системах голографической памяти. Более 15 компаний в мире вели до последнего времени разработку голографических систем памяти, базирующихся на этих фотополимерах. На сегодняшний день победителями этой гонки стали американская компания InPhase Technologies и японская Optware. Так, американская компания InPhase Technologies сообщила о совместной разработке с японской фирмой Hitachi Maxell Ltd голографического диска, размером с диск DVD, способного хранить 300 Гбайт информации, что примерно в 60 раз превышает емкость диска DVD, и обладающего скоростью доступа к информации в 10 раз превышающую скорость, реализуемую в DVD системах. Скорость записи информации составляет 23 Мб в секунду при времени экспонирования 1 страницы 2,7 мс. При этом

плотность хранения информации достигает 515 Гбит на квадратный дюйм. Диск может содержать 320 страниц информации, содержащих 1,3 миллиона бит каждая, что соответствует 20 художественным фильмам, записанным на одном и том же диске. Информация записывается во всей толщине диска, составляющей примерно 1,5 мм, методом углового мультиплексирования. Шаг мультиплексирования составляет 0,067 градуса. Рабочая длина волны записи и считывания информации составляет 407 нм. Запись и считывание информации в системе осуществляются двумя разными лазерными чипами с одинаковыми характеристиками. Модуляция опорной волны в устройстве осуществляется с помощью мегапиксельного микроэлектромеханического зеркального устройства. InPhase Technologies обещает выпустить диски и соответствующие системы памяти в свободную продажу. По словам Ron Tarasoff, вице-президента фирмы Turner Entertainment – дистрибьютора голографических систем памяти, розничная цена дисков не будет превышать 100 долларов. Сначала предполагается выпуск в продажу дисков емкостью 400 Гб. В дальнейшем, в течение ближайших 5 лет, компания предполагает выпускать линейку систем голографической дисковой памяти с емкостями от 800 Гб до 1,6 Тб при скоростях доступа к информации 120 Мбит в секунду.

Рассмотрим поподробнее используемую в указанных системах дисковой памяти оригинальную коллинеарную голографическую технологию записи и считывания информации, основанную на использовании традиционного для систем оптической памяти предварительно отформатированного отражающего слоя и пространственного мультиплексирования информации. Предназначенные для использования в системе диски выполняются на прозрачной пластиковой подложке, на поверхность которой спирально нанесена дорожка пит, используемых для адресации точно так же, как это делается в обычных CD и DVD дисках. Поверхность дорожки пит покрыта отражающим слоем из алюминия. Поверх слоя алюминия на диск нанесен прозрачный слой полимера, полностью закрывающий питы и имеющий плоскую верхнюю поверхность. На нее нанесено многослойное диэлектрическое зеркало, отражающее излучение синезеленой области спектра и пропускающее излучение красной области спектра. На диэлектрическое покрытие нанесен тонкий защитный слой полимера. Поверх него нанесен слой голографической фотополимерной регистрирующей среды, защищенный сверху еще одним защитным полимерным слоем. Сервоинформация с диска считывается на отражение через регистрирующую среду и многослойное диэлектрическое зеркало с помощью сфокусированного излучения лазерного диода, излучающего в красной области спектра. Реализуемые

в системе принципы адресации и фокусировки оптической головки совершенно идентичны тем, что реализуются в CD системах, и поэтому не требуют каких-либо устройств дополнительной юстировки и защиты от вибраций.

Запись информации на диске осуществляется с помощью излучения лазерного диода, работающего в синей области спектра. Это излучение проходит через расширитель пучка, после чего направляется на работающий на отражение микрозеркальный пространственный модулятор света. В центральной области апертуры модулятора отображается фазовое изображение страницы записываемой информации, а на ее периферии – изображение кольцевой зоны радиальной дифракционной решетки, предназначенной для формирования опорного пучка лучей. При этом каждая из страниц информации отображается в виде совокупности субстраниц, пространственное расположение которых и объем хранящейся в них информации определяется абберационными свойствами основного высокоапертурного объектива оптической головки. Сформированные с помощью пространственного модулятора света опорный и объектный пучки лучей пропускаются через четвертьволновую пластинку, изменяющую состояние их поляризации с линейной на круговую. Затем они проходят через основной объектив головки, отражаются от находящегося на диске многослойного диэлектрического зеркала и фокусируются в объеме регистрирующей среды. Там они формируют объемную пропускающую голограмму страницы информации. Считывание информации осуществляется аналогичным образом. Отличие процедур считывания и записи информации состоит лишь в том, что на стадии считывания информации на пространственном модуляторе света отображается лишь кольцеобразная радиальная дифракционная структура, формирующая восстанавливающий пучок лучей. Считывание восстановленных страниц информации осуществляется с помощью высокоскоростного CMOS приемника. При этом число пикселей фотоприемного устройства выбирается примерно в три раза большим, чем число пикселей пространственного модулятора света. Это позволяет существенно упростить алгоритм распознавания бит информации. Изменение пространственной частоты дифракционной структуры, формирующей опорный пучок лучей, позволяет осуществлять мультиплексирование регистрируемых страниц информации. При этом динамический диапазон используемой в системе регистрирующей среды позволяет осуществлять запись до 20 страниц информации на одном и том же ее участке.

Такой вариант технологии голографической записи информации назван разработчиками коллинеарной технологией, поскольку в ней все пучки лучей, используемые на стадиях адресации, записи и считывании

информации практически сосны и фокусируются в толщу диска одним и тем же объективом.

По заключению разработчиков, технология коллинеарной голографической записи информации будет принята в качестве основной при создании следующих поколений относительно простых и недорогих систем голографической дисковой памяти.

5.2. Голографическая интерферометрия с цифровым восстановлением и обработкой данных

Традиционно при практической реализации методов голографической интерферометрии для регистрации голограмм использовались галогенидосеребряные фотоэмульсии и фототермопластические пленки. Получаемые на этих средах дифракционные структуры восстанавливались излучением лазера и сформированные с их помощью интерференционные картины оцифровывались и вводились в ЭВМ для последующей цифровой обработки. Современный уровень развития вычислительной техники и электронных средств регистрации изображения, таких как камеры с ПЗС матрицами, позволил отказаться от использования твердых носителей голограммной структуры и физического восстановления голограмм. Мощности персональных компьютеров, высокое разрешение и малый размер пикселей современных ПЗС матриц позволяют оцифровывать не только восстановленное изображение, но и саму голограмму и проводить в цифровом компьютерном пространстве все дальнейшие операции, в том числе восстановление голограмм, формирование интерференционных картин и их последующую обработку.

В настоящее время указанная техника применяется, в основном, при регистрации следующих двух основных типов голограмм: голограмм сфокусированного изображения и голограмм Френеля. Цифровое восстановление голограмм первого типа осуществляется в рамках Фурье преобразования. Восстановление голограмм второго типа требует для своей реализации математического моделирования процесса дифракции излучения на структуре голограммы. При этом ограничения, накладываемые размером и числом пикселей ПЗС матриц, на предельную величину регистрируемой пространственной частоты голографического поля обуславливают перспективность использования в этом процессе схем записи голограмм, характеризующихся малыми величинами несущей пространственной частоты, в том числе и осевой схемы Габора. При этом цифровое восстановление голограмм позволяет успешно разрешить проблему переналожения изображений, восстанавливаемых в различных порядках дифракции.

В частности, в литературе сообщается о применении осевой схемы Габора и цифровой регистрации голограмм для исследования вибраций и деформации металлических пластин методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Запись голограмм здесь осуществлялась в излучении импульсного рубинового лазера с помощью ПЗС матрицы с размером пикселя 11 мкм и числом пикселей 512x512. В работе P. Picart, J. Leval, D. Mounier, S. Gougeon. Timme-averaged digital holography. *Optics Letters*, 2003, V.28, №20, P.1900-1902 сообщается об использовании осевой схемы записи голограмм сфокусированного изображения для исследования модовой структуры вибраций акустических преобразователей. Формирование голографического поля здесь осуществлялось в излучении He-Ne лазера а его регистрация проводилась с помощью 12 битовой цифровой ПЗС камеры с размером пикселя 4,65 мкм и общим числом пикселей 1024x1360. Такие параметры камеры позволяли использовать ее для регистрации голограммных структур с пространственными частотами до 70 мм^{-1} . Использование для практически аналогичных целей, т.е. для исследования вибраций и механических напряжений строительных конструкций внеосевых цифровых голограмм сфокусированного изображения описано, например, в работе J. Chambard, V. Chalvidan, X. Carniel, J. Pascal. Pulsed TV-holography recording for vibration analysis applications. *Optics and Lasers in Engineering*, 2002, V.38, P.131-143. В этой работе для записи голограмм использовалось излучение второй гармоники Nd:YAG импульсного лазера, работающего в режиме генерации парных импульсов и ПЗС камера Sony модель XC-8500CE с разрешением 580x786 пикселей. Отметим, что данная работа выполнялась в рамках международной научной программы BRITE-EURAM. Возможность совмещения в одном устройстве двух указанных выше схем цифровой записи голограмм рассмотрена в работе S.R. Guntaka, B. Bowe, V. Toal, S.Martin. Holographic Optical Element for Combined Holographic and Digital Speckle Pattern Interferometry. *SPIE Proc.*, 2003, V.4933, P.239-245, в которой предложен голограммный оптический элемент, позволяющий создать относительно простой универсальный интерферометр для голографической записи с электронной регистрацией, обладающий возможностью реализации обеих типов голограмм.

На базе рассматриваемой нами голографии с электронной регистрацией и цифровым восстановлением голограмм возникло даже новое направление в микроскопии, называемое цифровой голографической микроскопией. Ее суть состоит в использовании микроскопа и цифровой камеры для регистрации голограмм объектов микроскопического масштаба и в последующем цифровом восстановлении зарегистрированных изображений. Впервые эта техника была предложена в работах Haddad et al в 1992 году и получила

существенное дальнейшее развитие в настоящее время. Столь пристальный интерес исследователей к цифровой голографической микроскопии объясняется, прежде всего, ее широкими возможностями в части получения объемного изображения за одну экспозицию, что обуславливает перспективность использования данного метода при исследовании движущихся объектов. Кроме того метод позволяет одновременно получать информацию, как об амплитуде, так и о фазе исследуемого объекта.

С целью увеличения достигаемого разрешения в восстановленных методом цифровой голографической микроскопии изображениях в настоящее время стараются запись голограмм проводить в коротковолновых УФ диапазонах спектра. Так в работе Morlens A.S., Gauntier J. и др. сообщается о достижении ими 0,8 мкм разрешения в изображениях, восстановленных с помощью цифровых голограмм, зарегистрированных на длине волны 32 нм по осевой схеме Д. Габора с помощью микроскопа с увеличением 110^{\times} . Столь невысокое значение достигнутой ими разрешающей способности объясняется, в первую очередь, характерной для таких длин волн малой, равной 0,025, числовой апертурой используемой ими оптической системы. Исследователи из Института технической оптики (Штутгарт, Германия) Pedrini G., Zhang F. и Osten W. провели исследования, направленные на повышение разрешающей способности метода голографической микроскопии. В своей работе они пошли по пути поиска компромисса между стремлением минимизации рабочей длины волны и возможностью создания оптических систем с приемлемыми величинами числовой апертуры. В качестве рабочего они использовали излучение с длиной волны 193 нм. Свой выбор исследователи объясняют относительно широкой доступностью работающих на этой длине волны источников когерентного излучения – эксимерных лазеров и относительной легкостью изготовления предназначенных для работы на этой длине волны пропускающих и отражательных оптических элементов и систем. В созданном ими голографическом микроскопе использовался эксимерный лазер с длиной когерентности 100 мкм, что позволило регистрировать голограммы областей объектов, площадью $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$. Оптическая схема микроскопа позволяла исследовать как прозрачные, так и отражающие излучение объекты. При этом имелась возможность изменения состояния поляризации излучения, поступающего в объектное плечо микроскопа. В составе опорного плеча разработанного ими устройства имелась еще и регулируемая линия задержки, позволявшая изменять длину объектного плеча голографического микроскопа. Наблюдавшаяся нестабильность амплитудно – фазового распределения лазерного излучения от импульса к импульсу не позволяла использовать технику постоянного фазового

сдвига и обусловила построение микроскопа по схеме с внеосевым опорным пучком. В качестве регистратора голографического поля разработчиками была выбрана ПЗС матрица PCO Sensicam em680, обладающая прекрасной светочувствительностью на рабочей длине волны. Ее квантовый выход составлял 20% на длине волны 193нм. Число элементов разрешения матрицы равно 1280 x 1024 при размере пикселя 8 x 8 мкм². Угол падения опорной волны был выбран исходя из необходимости пространственного разделения нулевого и плюс-минус первого порядков дифракции. Кривизна опорного волнового фронта выбиралась примерно равной кривизне фронта объектной волны, что обеспечивало регистрацию безлинзовых Фурье – голограмм. Выбор именно такой схемы регистрации голограмм, по мнению разработчиков микроскопа, позволил существенно сократить число ложных восстановленных изображений, обусловленных дискретным характером записи голографического поля. Равная 0,34 числовая апертура объектного пучка обеспечивала в случае полной компенсации aberrаций микроскопа его разрешающую способность в 0,35 мкм. Компенсация aberrаций представляла собой сложную научно-техническую задачу. Дело в том, что низкое качество пучка, излучаемого эксимерным лазером, обуславливало необходимость использования пинхола – маленькой диафрагмы, диаметром 0,5 мкм, для формирования расходящегося опорного пучка. При этом высокая плотность энергии опорного пучка, составляющая в плоскости диафрагмы около 4 Дж/мм², приводила к прогоранию диафрагмы и, как следствие этого, к нарушению структуры пучка. Использование опорного пучка с недетерминированным амплитудно-фазовым распределением, в свою очередь, приводило к появлению aberrаций в восстанавливаемом изображении, обусловленных отличием параметров схемы записи голограммы от условий ее восстановления. Эти aberrации устранялись в виртуальном компьютерном пространстве в процессе цифрового восстановления и обработки изображений. Для этого, сначала записывалась голограмма покровного стекла без исследуемого образца, и с ее помощью считывалось распределение фазовых задержек в оптической системе микроскопа, соответствующих aberrациям его оптических элементов. Затем на основе известного распределения aberrаций микроскопа формировалось математическое описание корректора, которое использовалось на стадии восстановления изображений исследуемого. Испытания микроскопа, проведенные в ходе регистрации и восстановления изображений субмикронной структуры процессора компьютера, показали достижение реальной разрешающей способности в 0,5 мкм в пределах пространства изображений 0,4 x 0,4 мм².

К ограничениям рассмотренного метода цифровой голографической микроскопии следует отнести дифракционный предел разрешения, относительно низкую разрешающую способность современных ПЗС матриц и пространственное переналожение изображений, восстанавливаемых в различных порядках дифракции. Причем, в ряде случаев эти ограничения имеют различную направленность. Так, стремление уменьшения дифракционного предела разрешения обуславливает необходимость уменьшения расстояния между объектом и плоскостью регистрации голограммы. Последнее сопровождается расширением интервала регистрируемых пространственных частот и требованием увеличения необходимого разрешения ПЗС матрицы. Устранение переналожения изображений в процессе цифрового восстановления голограмм приводит, как правило, к потере части фазовой информации о восстанавливаемом изображении и поэтому не всегда приемлемо. Все вышеизложенное свидетельствует о чрезвычайной важности оптимального выбора геометрических параметров схем записи в методе цифровой голографической микроскопии.

Подводя итог рассмотрению метода голографии с электронной регистрацией и цифровым восстановлением голограмм можно сделать вывод о том, что синтез оптической голографии с современными цифровыми технологиями существенно упростил технологию голографического процесса и, тем самым, обеспечил возможность более широкого внедрения метода голографии в практику.

5.3. Голографические мультиплексоры для систем передачи данных со спектральным уплотнением

Потребность общества в передаче все больших объемов информации по волоконно-оптическим линиям связи приводит к необходимости постоянного повышения скорости передачи данных. Увеличение скорости не является единственно возможным путем повышения объемов передаваемой информации. Существует и другой, активно развиваемый в настоящее время, подход к этой проблеме, основанный на спектральном уплотнении передаваемой информации. Его суть сводится к созданию в волоконно-оптической линии связи нескольких эффективных каналов, каждый из которых работает на своей длине волны.

Реализация линий связи со спектральным уплотнением включает в себя спектральное мультиплексирование оптических каналов, осуществляемое путем сведения пучков излучения ряда пространственно разнесенных полупроводниковых лазеров,

генерирующих на различных частотах и модулируемых независимым образом, в одно общее волокно, и демультимплексирование, проводимое на выходе из волокна и заключающееся в пространственном разнесении и соответствующей фокусировке излучения каждого из каналов.

В волоконно-оптических линиях связи со спектральным уплотнением информации голограммные элементы используются, как правило, лишь в устройствах пространственного совмещения и разнесения спектральных каналов. Все известные к настоящему времени схемы мультиплексоров и демультимплексоров, предназначенных для спектрального уплотнения информации, основаны на использовании голограммных (дифракционных) оптических элементов. По типу применяемых голограммных элементов описанные в литературе схемы мультиплексоров можно условно разделить на две основные группы.

Первую группу составляют устройства, использующие брэгговские голограммы с полным внутренним отражением. Характерными примерами таких устройств являются многокаскадные устройства, выполненные на базе планарных волноводов с голографическими системами ввода и вывода сигнала. В литературе описан демультимплексор, содержащий объемную брэгговскую отражательную решетку, записанную в толще оптического волокна так, чтобы ее страты располагаются перпендикулярно оси волокна. В другом устройстве решетка, вытравленная на боковой поверхности волокна, используется для вывода излучения из волокна с одновременным его спектральным демультимплексированием.

Вторую группу составляют работающие в свободном пространстве мультиплексоры на дискретных элементах. Характерным примером такого мультиплексора является устройство, предназначенное для совместной работы с многомодовым волокном и основанное на использовании плоской голографической отражательной рельефной решетки с частотой 1800 мм^{-1} для пространственного совмещения, либо разделения спектральных каналов. Применение плоской решетки предопределило необходимость дополнения устройства двумя Фурье-преобразующими объективами, устанавливаемыми на его входе и выходе.

Во всех рассмотренных типах спектральных мультиплексоров голограммные элементы используются, как правило, лишь в качестве спектрального селектора. Вместе с тем использование принципов голографии позволяет, в общем случае, создать интегральный элемент, объединяющий в себе спектральный селектор, Фурье-объектив и устройство ввода (вывода) излучения в волокно.

5.4. Голографические метки идентификации.

Применение голограммных структур в системах идентификации является одним из наиболее значимых и известных применений голографии. Голограммы, наносимые на банкноты, паспорта и кредитные карты, как правило, сочетают в себе все наиболее значимые элементы (степени) защиты. Среди них: наличие кинетических эффектов, проявляющихся в изменении изображения при изменении угла наблюдения голограммы, формирование трехмерных изображений зарегистрированных объектов, радужная окраска изображений и т.д. Потребности в совершенствовании защитных технологий приводят не только к широкому использованию всех современных достижений голографии в производстве меток идентификации, но к стимулированию и постановке работ, направленных на разработку специальных типов голограмм, предназначенных исключительно для целей аутентификации документов и изделий. Среди таких специальных типов голограмм можно выделить защищенные торговыми марками Кинеграмму (Kinegram) и Экселграмму (Exelgram).

Кинеграмма была разработана специалистами швейцарской фирмы Landis & Gyg около двадцати лет назад. Это была первая голограмма, обладавшая кинетическим эффектом, позволявшим наблюдать изменяющееся двумерное изображение зарегистрированного объекта при изменении угла наблюдения голограммы. Отметим, что изображение, восстанавливаемое обычной физически зарегистрированной голограммой, трехмерное и, следовательно, реализуемая с ее помощью возможность наблюдения различных ракурсов объекта не может быть отнесена к кинетическому эффекту.

Экселграмма была разработана специалистами фирмы CSIRO. По своей сути, она представляет собой синтезированную на компьютере голограмму, отображенную на носителе с помощью электронно-лучевого генератора изображений. Такие голограммы обладают высокой разрешающей способностью и прекрасным качеством восстановленных изображений, но, к сожалению, характеризуются относительно высокой стоимостью изготовления оригиналов.

Все перечисленные выше типы голограмм являются рельефно-фазовыми голограммами, что обеспечивает относительно низкую стоимость их массового тиражирования. Более высокая стоимость производства и тиражирования отражательных объемных голограмм, зарегистрированных по методу Ю.Н. Денисюка, уже перестает быть сдерживающим фактором их использования в идентификационных документах. В качестве доказательств этого положения можно привести Идентиграммы (Identigram) – объемные отражательные голограммы на

фотополимерной пленке, клеиваемые в немецкие паспорта и голограммы "Правильного изображения" (True Image) – цветные объемные отражательные голограммы, разработанные японской фирмой Dai Nippon для защиты торговых марок.

Устойчивость защитного сегмента мирового голографического рынка во многом определяется стойкостью голографических меток идентификации, т.е. сложностью их подделки, и конкурентоспособностью голографических методов защиты документов и изделий, по сравнению с другими современными защитными технологиями.

Помимо голограмм в защитных технологиях широкое применение находят специальные бумага, чернила и техника печати. Защита бумаги, как правило, осуществляется путем введения в нее водяных знаков, цветных волокон и других включений. Средства защиты, вводимые в чернила, обычно заключаются в изменении цвета при изменении угла наблюдения рисунка или при изменении спектрального состава используемого освещения. Защитные возможности печати обычно состоят в использовании микропечати, невозпроизводимой обычными средствами тиражирования документов, и в скрытой фоновой печати, позволяющей скрыть текстовую информацию в рисунке, фотографии и т.д. Голографические технологии долгие годы успешно конкурировали с указанными способами защиты документов и изделий.

В настоящее же время ситуация сильно изменилась. Во-первых, существенно выросли знания, умение и возможности нелегальных производителей голограмм. Во-вторых, появились новые современные технологии, ничем не уступающие, а порой даже превосходящие по стойкости, используемые на сегодняшний день голографические способы идентификации. Среди них наиболее эффективными являются: внедрение в документ или на поверхность товара RFID чипов, несущих в себе большой объем закодированной информации, и "track & trace" технология, характеризующаяся отслеживанием всех перемещений товара или документа в процессе их реализации и использования. Основные преимущества этих технологий и их привлекательность для потребителей состоят в том, что они: позволяют наносить на документ или изделие индивидуальную информацию о серийном номере изделия, дате и месте его изготовления и т.д.; допускают считывание хранящейся на метках информации без использования каких – либо специальных устройств, за исключением обычных магнитных и оптических считывателей штрихкода; обеспечивают автоматическую проверку подлинности.

Для успешной конкуренции с этими технологиями голографических меток идентификации разработчики защитных

голограмм должны обратить серьезное внимание на решение следующих задач:

1. Введение в голографические метки персонифицированной информации, т.е. кодов изделий, или их серийных, заводских номеров. Пусть даже объем этой информации будет несколько ниже, чем у чипов.
2. Стандартизацию и унификацию защитных голограмм, выпускаемых различными изготовителями.
3. Разработку и выпуск единых автоматизированных стандартизованных устройств проверки подлинности голографических меток, выпускаемых различными потребителями.
4. Обеспечение сравнимости стоимости изготовления поддельных меток идентификации с величиной ущерба, наносимого при этом легальным производителям защищаемой продукции.

Решение этих основных задач позволит голографическим меткам идентификации вновь занять ключевые позиции на рынке защитных технологий. Основной же проблемой голографических меток идентификации, как и, в целом, всех защитных технологий, является обеспечение разумного компромисса между обеспечиваемой степенью защиты документов или изделий и стоимостью изготовления меток.

5.5. Солнечные энергетические установки с голограммными оптическими элементами в системах концентрации энергии

Одна из основных проблем использования солнечной энергии заключена в высокой стоимости кристаллического кремния, составляющего основу солнечных энергетических установок. С целью уменьшения размеров используемых полупроводниковых панелей в таких установках обычно применяются линзовые или зеркальные концентраторы энергии, позволяющие существенно уменьшить площадь кремниевых панелей без снижения объемов производимой электрической энергии. Такие концентраторы громоздки и их использование существенно ухудшает внешний вид крыш домов, использующих солнечные энергетические установки. С целью устранения этого недостатка солнечных энергетических установок американская компания Prism Solar Technologies, NY разработала и испытала солнечную батарею с голографическим концентратором, стоимость которой составляет лишь 25% от стоимости традиционных солнечных энергетических установок, что позволяет ей успешно конкурировать с электрическими генераторами на жидком топливе.

Помимо этого, голографическая технология позволила выполнить энергетическую установку в виде сверкающих на солнце плоских радужных панелей легко монтируемых на крышах домов или на их окнах. По сообщению президента компании Rick Lewandowski созданная ими энергетическая установка при той же электрической мощности, что и у традиционных установок на зеркальных или линзовых концентраторах, использует кремниевые панели, площадь которых составляет от 25 до 85% площади панелей в традиционных установках. Такой эффект достигается за счет использования голографических концентраторов солнечной энергии, фокусирующих излучение в несколько достаточно узких фокальных линий. Указанные голографические концентраторы представляют собой голограммные цилиндрические линзы, нанесенные на плоские стеклянные подложки. При этом голограммная структура одновременно выполняет функцию устройства ввода излучения в своеобразный планарный волновод, функции которого выполняет подложка голограммы. Фокусировка солнечного излучения в устройстве осуществляется в толще стеклянной подложки голограммы при многократных переотражениях света от ее поверхностей. За счет использования голографических концентраторов солнечной энергии разработчикам удалось снизить стоимость 1 Вт получаемой электроэнергии с 4,5\$, характерных для традиционных солнечных панелей, до 1,5\$. К концу 2006 года компания планирует привлечь еще 6млн долларов инвестиций и организовать массовое производство и продажу солнечных установок с голографическими концентраторами энергии. Ориентировочная розничная цена установок будет составлять 2,4 доллара за 1 Вт мощности.

Говоря о перспективности использования голограммных оптических элементов в концентраторах солнечной энергии, следует иметь в виду следующее. Действительно, голографические системы характеризуются меньшей, примерно равной 10, концентрирующей способностью, по сравнению с линзовыми или зеркальными системами, у которых данный параметр достигает 100. При этом этот недостаток голографических систем одновременно является и их достоинством, поскольку позволяет отказаться от включения в состав солнечной энергетической установки систем охлаждения кремниевых светочувствительных панелей, что также снижает стоимость установок. Кроме того, меньшая чувствительность голографических концентраторов к положению Солнца относительно горизонта позволяет отказаться и от систем слежения за Солнцем, являющихся непременным атрибутом традиционных солнечных энергетических установок. Немаловажное преимущество голограммных оптических элементов, используемых в качестве концентраторов солнечной энергии, состоит в возможности использования их спектральной селективности для

выделения наиболее эффективного для преобразования в электрическую энергию диапазона солнечного излучения и отсечения теплового излучения, обуславливающего необходимость отвода тепла от кремниевых фотоприемных панелей.

Следующий этап модернизации солнечной установки с голографическим концентратором, по сообщению Lewandowski, будет заключаться в переходе на концентраторы, состоящие из двух голограммных структур, наносимых на каждую из сторон подложки, что позволит еще больше снизить стоимость установки и довести ее до 1,5 долларов за 1 Вт в течение нескольких ближайших лет.

5.6. Голографические проекционные системы

Сообщается о выполненной недавно созданной английской компанией Light Blue Optics в сотрудничестве с Cambridge University Engineering Department, разработке компактного голографического проектора двумерных изображений, предназначенного для встраивания в ноутбуки, мобильные телефоны и прочие портативные цифровые устройства. По информации специалистов компании им удалось преодолеть основные недостатки голографических проекционных систем, заключающиеся в их чрезвычайной сложности и, соответственно, высокой стоимости. Разработанное ими устройство состоит из микропроцессора, выполненного в виде одной микросхемы, несущей на своей поверхности работающий на отражение малогабаритный жидкокристаллический пространственный модулятор света с электронной адресацией и полупроводникового лазера. С помощью микропроцессора по поступающему на его вход стандартному композитному видеосигналу осуществляется расчет и отображение синтезированной голограммы, восстановление которой лазерным излучением приводит к формированию требуемого двумерного изображения на любом внешнем экране. Проекционный объектив в устройстве не используется, поскольку синтез голограммы осуществляется с учетом расстояния от проектора до экрана. Быстродействие процессора и пространственного модулятора света позволяет отображать не только статические изображения, но и видеофильмы со стандартной частотой смены кадров. Действующий макет описанного голографического проектора был недавно продемонстрирован в St John's Innovation Centre, Cambridge, UK. По оценкам присутствующих на демонстрации проектора экспертов формируемые с помощью проектора изображения отличались высокой четкостью и яркостью и вполне были пригодны для практического использования. Промышленный выпуск таких проекторов Light Blue

Optics планирует начать в ближайшие годы. В последующем предполагается на основе этого устройства разработка и выпуск проекционных систем для трехмерного цветного телевидения.

Применение голограммных оптических элементов в бытовой проекционной технике позволило фирме CLARO создать проекционную телевизионную систему с экраном, выполненным в виде фазового голографического рассеивателя. На вид рассеиватель представляет собой прозрачную стеклянную пластину размером 1,5 x 1,0 м² и толщиной 10 мм. В ее центре, в зоне с размерами 814 x 610 мм², нанесена фазовая объемная голограмма. Наблюдаемое на голографическом экране цветное двумерное изображение проецируется на него с помощью обычного цифрового проектора, устанавливаемого на расстоянии 1,5 метров за экраном. Взаимное расположение экрана и проектора выбрано таким, чтобы за счет угловой селективности голограммной структуры экрана обеспечить отсутствие в поле зрения зрителей нежелательных бликов и отражений. Голографическая телевизионная система Claro Holographic TV, состоящая из голографического экрана, проектора и специально разработанной акустической системы с прозрачными стеклянными рупорами коммерчески доступна и уже появилась на рынке. Ее цена составляет 25000 английских фунтов.

Другой, трехмерный, вариант голографической телевизионной системы разрабатывается в настоящее время немецкой компанией SeeReal. На выставке SID 2007 специалисты этой компании продемонстрировали прототип трехмерной голографической телевизионной системы с экраном 20 дюймов. Выбранные ими технические решения позволили обойти принципиальные трудности, обычно сопровождающие создателей голографических трехмерных дисплеев, а именно: чрезвычайно большое требуемое число и малый размер обрабатываемых пикселей, формирующих изображение голограммы, и большой объем требуемых вычислений. Специалисты компании SeeReal пошли по пути создания системы с вынесенным зрачком, что позволило обойти указанные выше проблемы за счет сведения до минимума числа возможных зрителей. В их устройстве, предназначенном для одного зрителя, каждая точка наблюдаемого трехмерного пространства формируется субголограммой, содержащей 8x8 пикселей. Чрезвычайно малый выходной зрачок устройства обусловил необходимость введения в его состав специальной сервисной системы, отслеживающей положение глаз зрителя. По прогнозам представителя компании Mark Thorsen в ближайшие годы они расширят число возможных зрителей их голографической системы и выйдут с нею на рынок. Необходимые для этого технические решения ими уже найдены.

5.7. Голографические системы кодирования информации, использующие пучки со случайным распределением фазы

В настоящее время большинство голографических систем ограничения доступа и идентификации строится на основе рельефно-фазовых голограмм, изготавливаемых методом тиснения. При этом интенсивное развитие цифровых технологий сканирования и печати обуславливает неуклонное снижение стойкости этих голограмм к копированию и фальсификации. Такое положение дел приводит к необходимости использования в рассматриваемых системах других типов голограмм, обеспечивающих принципиально более высокую степень защиты от подделок. Например, ими могут быть голограммы с протяженным опорным либо объектным источником, т.е. голограммы, получаемые с помощью пучков со случайным распределением фазы. В частности, В. Javidі и J.L. Horner предложили для устройств ограничения доступа и идентификации оптические системы, в которых кодирование информации осуществляется белым шумом с помощью двух матовых стекол, одно из которых устанавливается в плоскости входного транспаранта, а другое - в его Фурье плоскости. Процедура расшифровки закодированных таким способом изображений невозможна без использования обоих матовых стекол, использовавшихся на стадии кодирования. Закодированная подобным способом информация может быть зарегистрирована любым подходящим способом, в том числе и в виде голограммы.

В рассмотренных системах кодировке подвергается непосредственно само изображение шифруемого объекта. J.F. Neane с коллегами предложил кодировать вместо самого изображения его голограмму, подобно тому, как это делается в голографических системах памяти с фазовым мультиплексированием информации. Суть его идеи заключается в фазовом кодировании опорного пучка лучей, осуществляемом с помощью комбинации случайного фазового рассеивателя и транспарантов с функциями пропускания, описываемыми ортогональными кодами. Такой способ шифрования изображений сохраняет высокую стойкость, характерную для случайного фазового кодирования информации, а также обеспечивает свойственные ортогональным кодам низкий уровень перекрестных помех и малый минимально необходимый объем библиотеки ключей. В качестве основного недостатка способа, существенно ограничивающего возможность его практической реализации, можно отметить чрезвычайно высокие, составляющие единицы микрометров, требования к взаимному расположению голограммы и матовых стекол на стадии восстановления голограммы.

Указанная проблема решена исследователями из Южной Кореи J. Kim (Chungbuk National University), J. Choi, J. An, N. Kim и K. Lee, (Sunchon National University). Им впервые удалось создать работоспособное, удобное в эксплуатации цифровое устройство ограничения доступа и идентификации, сочетающее в себе электронные биометрические технологии с полностью цифровым методом голографического хранения данных, закодированных путем использования опорного пучка со случайным распределением фазы. Устройство представляет собой карту, на которой в цифровой форме хранятся все данные о человеке: документы, фотография, отпечатки пальцев. Причем хранятся в виде голограмм, мультиплексированных методом фазового кодирования опорного пучка. Используемая для кодирования фазовая маска – диффузный рассеиватель располагается вне устройства в установке чтения карт, что делает невозможным несанкционированное считывание и копирование информации с карт вне специализированной установки. Запись информации на карте осуществляется с помощью коммерчески доступных ПЗС камеры и оптоэлектронного модуля для снятия отпечатков пальцев. Полученная с этих устройств цифровая информация первоначально кодируется с помощью цифрового электронного кода и затем преобразуется в распределение коэффициента пропускания пространственного модулятора света с электронной адресацией. Проходящий через этот модулятор параллельный пучок лазерного излучения считывает и несет на себе отображенную модулятором информацию. Последняя записывается на фотополимерной регистрирующей среде в виде голограмм Фурье с помощью опорного пучка, предварительно прошедшего через диффузный рассеиватель, изготовленный методом литографии. При этом текстовый документ, фотография и отпечатки пальцев регистрируются последовательно на одном и том же участке фотополимера с использованием техники углового мультиплексирования. Считывание информации, записанной на карте, осуществляется в специальном устройстве путем освещения карты восстанавливающим пучком, прошедшим через рассеиватель, полностью идентичный рассеивателю, использовавшемуся на стадии записи голограммы. Восстановленный с помощью голограммы пучок лучей направляется на светочувствительную поверхность CMOS камеры, преобразуется с ее помощью в цифровой сигнал, обрабатывается и визуализируется на экране монитора. Применение в устройстве цифровых технологий записи и обработки информации позволяет осуществлять сравнение восстановленных с помощью карты изображений с оригиналами документов путем оценки уровня битовых ошибок, что существенно упрощает процедуру идентификации личности по фотографии и рисунку папиллярных линий.

В качестве источника излучения в устройствах записи и считывания карт используется Nd : YAG лазер производства фирмы Coherent, излучающий на длине волны 532 нм. Регистрация голограмм осуществляется на фотополимере HRF 150-38. Модуляция амплитуды объектного пучка в устройстве записи информации осуществляется с помощью жидкокристаллического пространственного модулятора света фирмы Epson, содержащего 640 x 480 пикселей, размером 42 x 42 мкм² каждый. Регистрация информации в устройстве восстановления голограмм осуществляется с помощью CMOS камеры, состоящей из 800 x 600 пикселей, размером 8 x 8 мкм² каждый. Запись голограмм осуществляется объектным и опорным пучками лучей, симметрично падающими на поверхность регистрирующей среды. Угол схождения этих пучков выбран равным 6 угловым градусам, что соответствует несущей пространственной частоте примерно в 200 мм⁻¹. Размер голограммы составляет, 2 x 2 мм². Реализуемая в устройстве плотность записи информации равна 52 x 39 бит/мм². При плотностях энергии в плоскости регистрации голограммы в опорном и объектном пучках, равных 1 и 0,4 Вт/см², соответственно, время экспонирования не превышает 4 с. Фиксирование зарегистрированных голограмм осуществляется путем их послеэкспозиционной обработки равномерным потоком УФ излучения мощностью 8 Вт в течение 2 минут. Используемая в устройствах записи и восстановления карт фазовая маска со случайным распределением фазовой составляющей ее коэффициента пропускания изготовлена методом литографии, на слое фоторезиста, нанесенного на стеклянную подложку, и характеризуется бинарными фазовыми сдвигами 0 и π радиан. Она состоит из 64 x 64 пикселей, каждый из которых имеет размеры 200 x 200 мкм². Структура маски такова, что она не может быть ни скопирована, ни зарегистрирована с помощью ПЗС камер. Именно это ее свойство позволяет использовать фазовую маску в качестве ключа при кодировании и декодировании информации.

5.8. Изготовленные методом голографии фотонные полимеры и их применение

Под фотонными полимерами обычно понимают полимерные материалы, обладающие периодически, с периодом соизмеримым с длиной волны излучения, изменяющейся в пространстве величиной показателя преломления. Такие полимеры находят широкое применение в оптоэлектронике. В частности, на их основе создаются переключатели информационных каналов, оптические аттенюаторы, узкополосные и перестраиваемые спектрально-селективные фильтры, модуляторы и т.д.

Использование в указанных устройствах именно полимерных материалов объясняется, в первую очередь, тем, что полимеры состоят из большого числа циклически повторяющихся цепей мономеров. Они позволяют объединять в едином материале множество сред, обладающих различными механическими и оптическими характеристиками, они легко интегрируются в уже существующие устройства, что позволяет создавать элементную базу оптоэлектроники нового типа. Кроме того, фотонные полимеры являются единственным, на сегодняшний день, материалом, пригодным для создания интегральных многофункциональных информационных каналов большой протяженности.

Наиболее распространенный и относительно недорогой метод получения фотонных полимеров включает в себя химический синтез светочувствительной однородной по показателю преломления фотополимерной среды и последующую пространственную модуляцию ее показателя преломления путем воздействия на среду специальным образом сформированным голографическим полем. При этом характер получаемой модуляции показателя преломления полимера обычно соответствует закону распределения интенсивности излучения в голографическом поле. Голографическое поле для изготовления фотонных полимеров может быть сформировано, как традиционными методами физической голографии, так и с помощью синтезированных голограмм. Отметим, что литографические методы изготовления фотонных полимеров, по своей сути, являются голографическими, поскольку требуют для своей реализации наличия фотошаблона, являющегося разновидностью синтезированной голограммы.

По реализуемой в фотонных полимерах амплитуде модуляции показателя преломления их условно можно разделить на две большие группы. К первой группе можно отнести полимеры с амплитудой мене 0,1. Наиболее яркими представителями этой группы являются бихромированная желатина и фотополимеры. На их основе обычно изготавливаются различного вида маршрутизаторы и направленные ответвители информационных каналов. Ко второй группе относятся материалы, характеризующиеся, как правило, двумерной или трехмерной модуляцией показателя преломления с амплитудой, превышающей или равной 0,2. Они обычно используются для создания оптоэлектронных устройств с запрещенными фотонными зонами, т.е. устройств, подобных полупроводниковым кристаллам с их запрещенными энергетическими уровнями. Для создания таких материалов обычные фотополимеры, к сожалению, не подходят, поскольку обладают весьма малой предельной величиной амплитуды модуляции показателя преломления, не превосходящей 0,08. Указанное ограничение может быть преодолено различными путями. В частности,

специалисты американской Air Force Research Laboratory совместно с учеными Crystal Research, Inc. предложили создавать фотонные полимеры второй группы путем внедрения наночастиц жидких кристаллов в матрицу оптических полимеров. Технология получения таких материалов включает в себя диспергирование жидких кристаллов в полимерную матрицу. Экспонирование системы жидкий кристалл-полимер УФ излучением с пространственно неоднородным распределением интенсивности приводит к перераспределению жидких кристаллов по объему полимера. Они "уходят" из освещенных областей и скапливаются в темных, неэкспонированных участках полимера. Пространственная модуляция показателя преломления системы жидкий кристалл – полимер при этом образуется за счет различия исходных показателей преломления составляющих ее материалов. Амплитуда такой модуляции может варьироваться в широких пределах и может достигать до 0,5, что вполне достаточно для фотонных полимеров второй группы. Изменение амплитуды модуляции рассматриваемых фотонных полимеров предлагается осуществлять путем соответствующего выбора компонентов системы. Отметим, что показатели преломления полимеров лежат в пределах от 1,3 до 1,9, а показатели преломления жидких кристаллов лежат в пределах от 1,5 до 1,9.

Изготовленные таким образом фотонные полимеры нашли применение в ряде оптоэлектронных устройств. В качестве примера рассмотрим два из них: линию задержки сигнала радиочастоты и систему передачи сигнала синхронизации. Оптоэлектронная широкополосная линия задержки предназначена для имитации вращения неподвижных антенн РЛС путем изменения фазовой задержки между соседними элементами их раскрытия. Ее основное преимущество перед чисто электронными аналогами заключается в возможности одновременной обработки всего спектра широкополосного сигнала радиочастоты. Отметим, что в оптоэлектронной линии задержки сигнал передается в виде потока монохроматического излучения модулированного по амплитуде сигналом радиочастоты. Конструктивно такая линия выполняется в виде кремниевой подложки, несущей в себе несколько линеек фотоприемников. На поверхность подложки нанесена длинная спиралевидная дорожка из полимера, включающая в себя вкрапления фотонного полимера. При этом полимерная дорожка выполняет функцию оптического волновода, а вкрапления фотонного полимера обеспечивают частичный вывод излучения из волновода, играя роль голографических направленных ответвителей. Каждый ответвитель расположен над одним из указанных выше фотоприемников так, что извлекаемая с его помощью из волновода часть светового потока направляется на светочувствительную площадку этого фотоприемника. Обеспечиваемое устройством время задержки лежит в пределах от 1 пс

до 50 нс, что соответствует времени распространения излучения по волноводу от входа устройства до первого и последнего ответвителя, соответственно. Дифракционная эффективность голографических направленных ответвителей варьируется в зависимости от требований к конкретной реализации устройства и обычно лежит в пределах от 0,5% до 7%. Устройство обеспечивает работу без существенных дисперсионных искажений сигнала в пределах полосы частот радиосигнала 60 ГГц, определяемой характеристиками фотоприемников. Спектральная ширина излучения не должна превышать при этом 300 ГГц, что соответствует диапазону длин волн в 1064 ± 1 нм. Отметим, что сечение волноводов устройства составляет 5×5 мкм² при их общей длине 10 м. Изготовлены они методом фотолитографии путем травления полимера через резистивную маску. Потери излучения в волноводе не превышают 0,02 дБ/см в рабочем диапазоне длин волн.

Применение фотонных полимеров не ограничивается линиями задержки. Они с успехом могут использоваться, например, при создании систем передачи сигнала синхронизации в электронных устройствах. Указанные системы представляют собой оптические разветвители информационных каналов веерного типа, отличающиеся постоянным временем передачи сигнала от входа до каждого чипа – потребителя. Рассмотрим одну из реализаций таких систем, обеспечивающую передачу одного сигнала синхронизации 42 чипам выполненную на основе стеклянного планарного волновода. На одну из его поверхностей нанесен двумерный растр, состоящий из 43 скрещенных голограммных решеток, обеспечивающих доставку сигнала синхронизации потребителям и вывод указанного сигнала из планарного волновода. Такая система позволяет успешно передавать 25 ГГц сигнал синхронизации 42 потребителям.

В заключение следует отметить, что фотонные полимеры служат прекрасной средой для создания фотонных кристаллов, отличающихся трехмерной решеткой, и устройств на их основе. В частности, в литературе описан демультимплексор, выполненный в слое нанесенного на стеклянную подложку полимера, содержащего две треугольные фотонно-кристаллические призмы, выполненные из фотонного полимера. Сравнение фотонных полимеров с другими материалами фотоники позволяет сделать вывод о перспективности и эффективности их использования для создания коммерчески конкурентоспособных multifunctional интегральных устройств передачи и обработки информации.

Заключение

Настоящее учебное пособие представляет собой конспект лекций, по дисциплине "Основы голографии и голограммной оптики", читаемой студентам кафедры Прикладной и компьютерной оптики, специализирующимся в областях оплотехники, оптико-электронных приборов и комплексов и компьютерной оптики. В нем на основе избранных глав давно уже ставшей библиографической редкостью книги Кольер Р., Беркхард К., Лин Л. Оптическая голография –М.:Мир, 1973г. рассмотрены физические основы метода голографии и продемонстрирован ряд областей его практического использования. Необходимость выпуска настоящего пособия была обусловлена следующими основными факторами. Во-первых, потребностью науки и промышленности в оплотехниках и в специалистах - разработчиках оптико-электронных приборов и систем, владеющих физическими основами построения, разработки и практического использования элементов голограммной оптики. То есть – в специалистах, способных перевести в область широкого практического использования потенциальные возможности метода голографии, позволяющего создавать новые типы оптических элементов и систем, обладающих такими функциональными характеристиками, которые трудно, а порой и невозможно, реализовать с помощью традиционных оптических элементов и устройств. Во-вторых, практически полным отсутствием современной русскоязычной широкодоступной учебной литературы по основам голографии. Тем более литературы, в которой изображающие свойства голограммных оптических элементов, в том числе и их абберрационные свойства, рассматривались бы с позиций волновой оптики, допускающей аналитическое описание осуществляемых преобразований волновых фронтов и значительно облегчающих понимание процессов регистрации и восстановления голограмм.

Надеюсь, что включенный в работу материал, а также последовательность и стиль его изложения полностью соответствуют целям написания настоящего пособия.

Литература

1. Кольер Р., Беркхард К., Лин Л. Оптическая голография –М.:Мир, 1973, 686с.
2. Оптическая голография /Под ред. Г. Колфилда. –М.:Мир, 1982, 735с.
3. Миллер М. Голография. - Л.: Машиностроение, 1979, 140с.
4. Ландсберг Г.С. Оптика — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003, 848 с.
5. Фризер Х. Фотографическая регистрация информации - М.:Мир, 1978, 670с.
6. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика — М.: Издательство МГУ им. М. В. Ломоносова: Наука, 2004, 654 с.
7. Saxby G. Practical holography. – Taylor&Francis, 2003, 482p.
8. Янг М. Оптика и лазеры, включая волоконную оптику и оптические волноводы— М.: Мир, 2005 , 542 с.
9. Гудмен Дж. введение в Фурье-оптику. - М.: Мир, 1970, 364с.
- 10.Palmer K. Diffraction grating handbook. – Richardson grating laboratory, 2000, 144 p.
- 11.Horimai H., Tan X., Li J. Collinear holography. Applied optics, 2005, v.44, №13, p.2575-2579.
- 12.Ludman J., Caulfield H.J., Riccobono J. Holography for the new millennium. – Springer, 2002, 344p.
- 13.Pedrini G., Zhang F., Osten W. Digital holographic microscopy in the deep ultraviolet. Applied Optics, 2007, v. 46, №32, p. 7630 – 7635.



СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы и успешно реализовал инновационную образовательную программу «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», что позволило выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворять возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях науки. Реализация этой программы создала основу формирования программы дальнейшего развития вуза до 2015 года, включая внедрение современной модели образования.

КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЙ И КОМПЬЮТЕРНОЙ ОПТИКИ

Кафедра прикладной и компьютерной оптики - самая молодая из оптических кафедр университета. Она была создана в 1996 году на базе кафедр теории оптических приборов и оптических приборов и является прямой наследницей первых оптических кафедр ЛИТМО.

Преподавательский состав кафедры состоит из представителей школы прикладной и вычислительной оптики: Л.Н. Андреева, А.П. Грамматина, В.А. Зверева, П.Д. Иванова и их учеников.

Научная деятельность сотрудников сконцентрирована вокруг важнейших проблем прикладной и компьютерной оптики: современная теория формирования и оценки качества оптического изображения, преобразование лазерных пучков, методы проектирования и оптимизации оптических систем, моделирование изображений, обработка интерферограмм, оптимизация методов оптического контроля, юстировка и расчет допусков на изготовление оптических деталей.

Корешев Сергей Николаевич

ОСНОВЫ ГОЛОГРАФИИ И ГОЛОГРАММНОЙ ОПТИКИ

Учебное пособие

В авторской редакции

Дизайн

С.Н. Корешев

Верстка

С.Н.Корешев

Редакционно-издательский отдел Санкт-Петербургского
государственного университета информационных технологий, механики
и оптики

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати

Заказ № 2109

Тираж 100 экз

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского государственного
университета информационных
технологий, механики и оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

