

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

**В.В. Богатырева, А.Л. Дмитриев**

# **ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ**

Учебное пособие



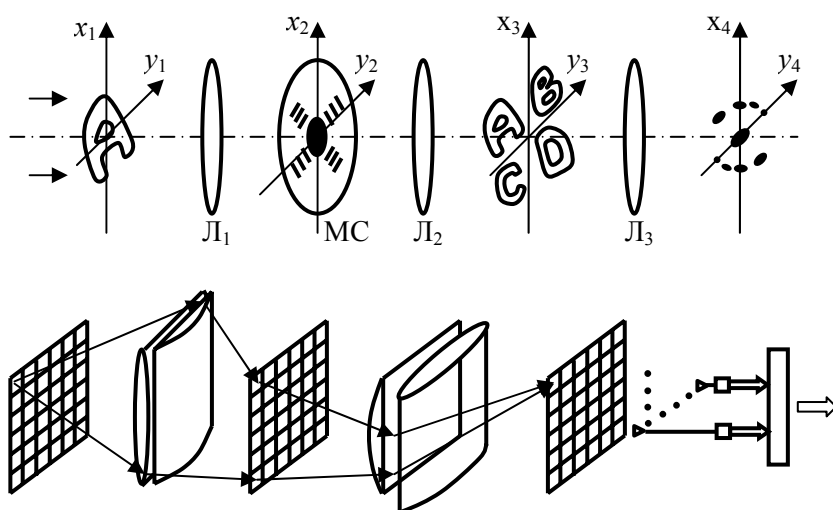
Санкт-Петербург

2009

В.В. Богатырева, А. Л. Дмитриев

# Оптические методы обработки информации

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2009

УДК 621. 382

В.В. Богатырева, А. Л. Дмитриев. Оптические методы обработки информации / Учебное пособие. – СПб: СПбГУИТМО, 2009. – 74 с.

В учебном пособии описаны классические и современные методы и устройства оптической обработки информации. Изложены важнейшие вопросы теории оптического изображения, когерентной оптики и голографии с учетом нынешних достижений научно-технического прогресса, рассмотрены структурные схемы оптических систем обработки сигналов и изображений, элементы Фурье-оптики, принципы пространственной оптической фильтрации, устройство и действие современных оптических фильтров, модуляторов, оптическая обработка сигналов радиолокационных систем, оптические устройства хранения информации и оптические компьютеры.

Учебное пособие предназначено для студентов 3-х – 5-х курсов и магистров инженерно-физического факультета, специализирующихся по дисциплинам «Лазерная техника и лазерные технологии», «Интегральная и волоконная оптика», «Оптико-электронные приборы и системы» и др.

Одобрено Решением ученого Совета ИФФ СПбГУИТМО  
(протокол № 10 от 9.06.2009 г.)



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 г.

© В.В. Богатырева, А. Л. Дмитриев. 2009 г.

## **Перечень используемых сокращений:**

- АОМ – акустооптический модулятор
- ГОЭ – голографические оптические элементы
- ЖК – жидкий кристалл
- НЖК – нематический жидкий кристалл
- ОМОИ – оптические методы обработки информации
- ОТ – оптический транспарант
- ОУТ – оптически управляемый транспарант
- ПВМС – пространственно-временной модулятор света
- ПЗС – прибор с зарядовой связью
- ПК – прикладной компьютер
- ФВЛ – фильтр Вандер Люгта
- ФП – фотоприемник
- ЧКХ – частотно-контрастная характеристика
- ЭУТ – электрически управляемый транспарант

## Глава 1. Математический аппарат методов обработки информации

### 1.1. Преобразование Фурье

Значительная часть ОМОИ основана на использовании преобразования Фурье либо других интегральных преобразований, прямо или косвенно с ним связанных.

Математически преобразование Фурье является частным случаем интегрального преобразования Фредгольма с ядром в виде экспоненты с мнимым, линейным по аргументу, показателем. В оптике оно «реализуется» с помощью аналогового устройства – положительной линзы, и основные свойства этого преобразования могут быть наглядно продемонстрированы при рассмотрении прохождения световых волн через оптическую систему, содержащую линзы, диафрагмы, оптические транспаранты и др.

Различают прямое (1) и обратное (2) преобразования Фурье:

$$F[f(x, y)] = F(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy, \quad (1)$$

$$F^{-1}[F(u, v)] = f(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(u, v) e^{j2\pi(ux+vy)} du dv, \quad (2)$$

где  $u, v$  – пространственные частоты, имеющие размерность [1/см]. Их физический смысл пояснен в п. 1.3 на примере линзы.

Функцию  $F(u, v)$ , описывающую фурье-спектр исходной функции, иногда называют фурье-образом этой функции.

Некоторые примеры функций и их преобразований Фурье приведены в таблице (см. далее). В левом столбце даны исходные функции, в правом – их прямые преобразования. Функции из левого столбца также можно интерпретировать как обратное преобразование от функций из правого столбца.

### 1.2. Свойства преобразования Фурье

1) Преобразование Фурье *линейно*:

$$F[ag(x) + bh(x)] = aF[g(x)] + bF[h(x)], \quad (3)$$

здесь  $g(x)$  и  $h(x)$  – исходные функции, и  $a, b$  – постоянные (для краткости указаны одномерные функции). Это означает, что через одну линзу, осуществляющую преобразование Фурье, одновременно может проходить множество световых сигналов.

2) Выполняется *свойство подобия*:

$$F[g(ax, by)] = \frac{1}{ab} G\left(\frac{u}{a}, \frac{v}{b}\right), \quad (4)$$

– изменение масштаба изображения на входе системы приводит к сжатию либо растяжению области его пространственного спектра.

3) *Теорема смещения:*

$$F[g(x-a, y-b)] = e^{-j2\pi(ua+vb)}G(u, v), \quad (5)$$

– сдвиг изображения вызывает изменение фазы спектральной функции, но сохраняет неизменной ее амплитуду.

4) *Теорема о производной:*

$$F\left[\frac{\partial}{\partial x} f(x, y)\right] = j2\pi u F(u, v). \quad (6)$$

5) Для функций с ограниченным спектром (финитных функций) выполняется *теорема Парсеваля:*

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int |f(x, y)|^2 dx dy = \int_{-\infty}^{+\infty} \int |F(u, v)|^2 du dv. \quad (7)$$

Это свойство означает постоянство полной мощности (квадрата амплитуды) излучения, проходящего через идеально прозрачную линзу.

6) В фурье-анализе часто используется понятие «*свертка*» двух функций. Свертка определяется как интеграл от произведения двух функций, смещенных друг относительно друга по осям координат, при этом величина смещения есть аргумент (независимая переменная) интеграла свертки.

Если известны преобразования Фурье двух функций:

$$F[g(x, y)] = G(u, v), \quad (8)$$

$$F[h(x, y)] = H(u, v), \quad (9)$$

то *теорема свертки* утверждает, что преобразование Фурье от свертки функций равно произведению фурье-образов этих функций:

$$F\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int g(\xi, \eta) h(\xi-x, \eta-y) d\xi d\eta\right] = G(u, v) H(u, v). \quad (10)$$

Свертку  $\Phi(x, y)$  функций иногда обозначают символом  $\otimes$ ,

$$\Phi(x, y) = g \otimes h = \int_{-\infty}^{+\infty} \int g(\xi, \eta) \cdot h(\xi-x, \eta-y) d\xi d\eta. \quad (11)$$

При этом теорема свертки (11) запишется кратко

$$F[\Phi(x, y)] = F[g \otimes h] = G(u, v) H(u, v). \quad (12)$$

7) Частным случаем теоремы свертки является *теорема автокорреляции*

$$F[g \otimes g^*] = |G(u, v)|^2, \quad (13)$$

где символ « $*$ » означает комплексное сопряжение.

Выражения для свертки и автокорреляции полезны при описании действия оптических систем пространственной фильтрации изображений.

8) Преобразование Фурье от постоянной функции есть одна из форм представления *дельта функции Дирака*,

$$F[1] = \int_{-\infty}^{+\infty} \int e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy = \delta(u, v). \quad (14)$$

Символическая дельта-функция равна бесконечности при ее аргументе, равном нулю, и тождественно равна нулю в остальной области; описывает точечный источник света с бесконечно малыми размерами, но конечной

мощностью излучения. Интеграл от дельта-функции конечен (обычно полагается равным единице).

Функции с постоянной комплексной амплитудой и постоянной фазой соответствует плоская волна, распространяющаяся вдоль оптической оси. Ее спектр локализован в центре задней фокальной плоскости линзы (рис. 2) вблизи точки фокуса линзы (нулевой пространственной частоты). Плоские волны, распространяющиеся под углами к оптической оси, характеризуются пространственными частотами, расположенными вне фокуса линзы.

Обратное преобразование Фурье от дельта-функции равно постоянной:

$$F^{-1}[\delta(u, v)] = 1. \quad (15)$$

Это выражение показывает, что пространственный спектр точечного источника света содержит бесконечный, равномерно распределенный в спектральной области, набор пространственных частот («белый шум»).

По определению, свертка дельта-функции с обычной функцией равна ее значению в точке, где дельта-функция бесконечна:

$$f \otimes \delta = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta = f(x, y). \quad (16)$$

С использованием приведенных теорем выполняется двумерный частотный анализ характеристик оптических систем преобразования изображений, аналогичный спектральному анализу одномерных сигналов в радиотехнике. При этом прохождение оптического сигнала через систему призм, линз, диафрагм и т. п. аналогично прохождению электрического сигнала через электронный фильтр (четырёхполюсник) с заданной амплитудно-частотной (передаточной) характеристикой.

### 1.3. Пространственные гармоники

Для одномерного случая по оси  $x$  частоту обозначим  $\omega_i, i = 1, 2, 3, \dots$

$$g(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) \cdot e^{j\omega x} d\omega, \quad (17)$$

$e^{j\omega x}$  – элементарные компоненты случайного сигнала,  $G(\omega)$  – их вес в разложении.

Представление двумерных функций интегралом Фурье (см. (3))

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(u, v) e^{j2\pi(ux + vy)} dudv, \quad (18)$$

можно рассматривать как их представление в виде бесконечного набора (когерентной суперпозиции) элементарных функций (рис. 1) вида

$$e^{j2\pi(ux + vy)}, \quad (19)$$

с комплексной амплитудой (вес в разложении)  $F(u, v)$ . Параметры  $u$  и  $v$  называются пространственными частотами фурье-представления (17).

Элементарная функция (18) описывает простейшее – гармоническое – распределение амплитуды поля в плоскости  $(x, y)$  с периодом  $L$ , равным

$$L = \frac{1}{\sqrt{u^2 + v^2}}. \quad (20)$$

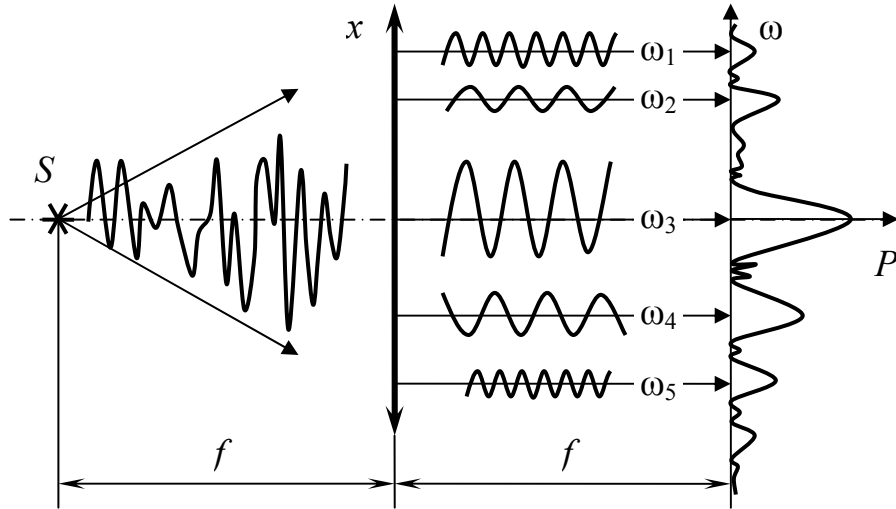


Рис. 1. Разложение сложного сигнала по пространственным гармоникам

Угол наклона поверхностей постоянной фазы функции (18) относительно оси  $x$ , равен

$$\theta = \operatorname{arctg}\left(\frac{v}{u}\right). \quad (21)$$

Элементарную функцию (18) называют двумерной пространственной фурье-составляющей (фурье-гармоникой) исходного распределения  $f(x, y)$ . Пространственные фурье-гармоники (18) аналогичны частотам в спектральном разложении одномерного, например временного, сигнала и, согласно (19), их период лежит в интервале от нуля до бесконечности. При дифракции света на дифракционной решетке с амплитудным пропусканием, описываемым функцией вида (18), нулевой пространственной частоте (нулевой порядок дифракции) соответствует плоская волна, распространяющаяся вдоль оптической оси системы формирования изображения. Ненулевым частотам соответствуют плоские световые волны, распространяющиеся под углом  $\varphi$  к оптической оси, при этом в соответствии с формулами теории дифракции выполняется

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{L}, \quad (22)$$

где  $\lambda$  – длина волны света.

Сложное пространственное распределение комплексной амплитуды монохроматического светового сигнала, например, изображения объекта, расположенного в передней фокальной плоскости линзы (рис. 1), можно представить как набор (когерентную суперпозицию) плоских световых волн с разными амплитудами и начальными фазами, распространяющихся под разными углами к оптической оси рассматриваемой оптической системы. Картина пространственного спектра такого сигнала отображается в задней фокальной плоскости  $P_2$  такой линзы.



Физический смысл на примере прямого преобразования Фурье может быть понят как набор пространственных гармоник в изображении, пришедших каждая из своей точки в фокальной плоскости линзы (рис. 2).

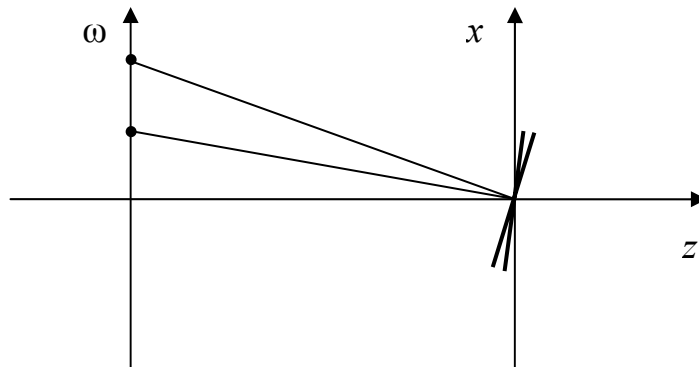


Рис. 2. Прямое преобразование Фурье, осуществляемое линзой

Аналогичному прямому преобразованию линза осуществляет и обратное, т.е. каждому плоскому волновому фронту ставится в соответствие точка в фокальной плоскости  $\omega$  линзы (рис. 3).

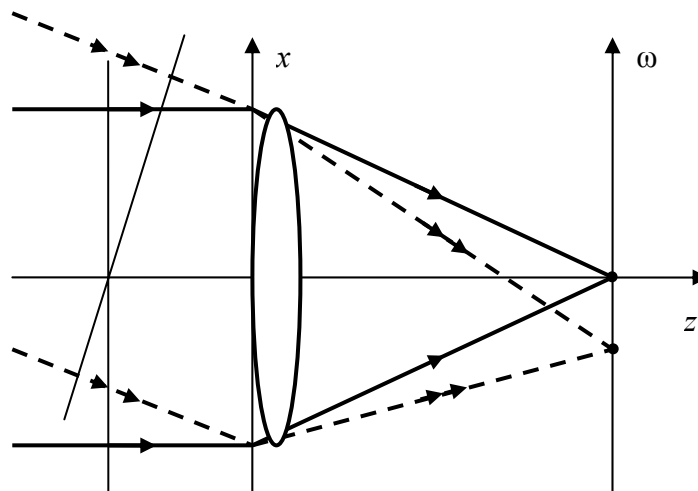


Рис. 3. Обратное преобразование Фурье, осуществляемое линзой

## Глава 2. Основы оптических методов обработки информации

### 2.1. Структурная схема ОМОИ

В основе оптических методов обработки информации (ОМОИ) лежат явления преобразования пространственно-модулированных оптических сигналов в оптических устройствах и системах на принципах как геометрической, так и волновой оптики. «Обработка информации» здесь означает «преобразование, анализ и синтез многомерных функций, описывающих свойства и состояние объектов материального мира». Оптическая обработка информации осуществляется в оптическом процессоре – аналоговом оптическом либо оптоэлектронном устройстве, определенным образом изменяющем амплитуду и фазу пространственно-модулированного оптического сигнала, содержащего информацию об объекте. Системы оптической обработки информации, как правило, являются составной частью комплексной оптоэлектронной системы обработки информации или высокопроизводительного вычислительного устройства, включающих как электронные, так и оптические компоненты. Общая структурная схема ОМОИ приведена на рис. 4.

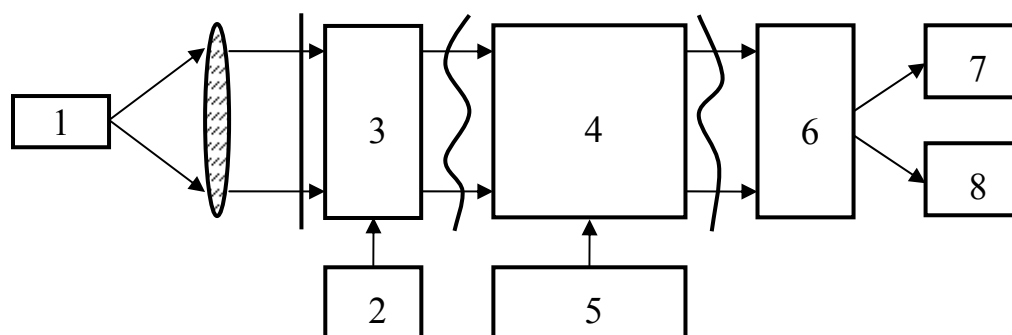


Рис. 4. Структурная схема ОМОИ. 1 – источник света; 2 – источник информации; 3 – устройство ввода информации (управляемый транспарант); 4 – оптический процессор; 5 – устройство памяти (архивное и оперативное); 6 – устройство вывода информации (например, на основе ПЗС); 7 – компьютер; 8 – устройство отображения информации.

Основные достоинства систем оптической обработки информации:

1. большая информационная емкость;
2. многоканальность (большое число параллельно обрабатываемых каналов);
3. высокое быстродействие;
4. многофункциональность (интегральные преобразования Фурье, Френеля, Гильберта и др., вычисление двумерных сверток, корреляции и др.).

Оптические системы обработки информации подразделяются на системы с применением некогерентных (светодиоды, лампы накаливания, газоразрядные источники) и когерентных (лазеры) источников света. Оптические анализаторы и процессоры сигналов, использующие некогерентный свет, были первым примером реализации устройств оптической обработки информации; в ряде

случаев они и сегодня превосходят когерентные процессоры. Наибольшую популярность в последние годы приобрели когерентные оптические методы обработки информации.

Области практического использования систем оптической обработки информации: мобильные системы распознавания и обработки изображений, бортовые системы ориентации и наведения в военной технике, устройства выделения слабых сигналов на фоне пассивных и активных помех, радиолокационные станции с синтезированной апертурой, высокопроизводительные вычислительные машины, метрология, робототехника, неразрушающий контроль.

## 2.2. Распространение и дифракция света

Рассмотрим, как изменяется световая волна при ее прохождении участка свободного пространства. Если в пространстве нет источников, то электромагнитная волна удовлетворяет скалярному волновому уравнению

$$\nabla^2 u_i(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u_i(x, y, z, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (23)$$

где  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  – оператор Лапласа.

Уравнение для комплексной амплитуды (уравнение Гельмгольца):

$$(\nabla^2 + k^2)u(x, y, z) = 0, \quad (24)$$

где  $k = \frac{2\pi n}{c} = \frac{2\pi}{l}$  – волновое число.

Одним из наиболее простых решений этого уравнения является плоская волна:

$$\nabla(x, y, z) = a_0 e^{-jk\vec{n}\vec{r}} = a_0 e^{-2\pi j(\xi x + \eta y + \zeta z)}, \quad (25)$$

где  $\xi = \frac{\cos \alpha}{\lambda}$ ;  $\eta = \frac{\cos \beta}{\lambda}$ ;  $\zeta = \frac{\cos \gamma}{\lambda}$  – пространственные частоты; обратные периодам распределения волны по осям  $x, y, z$ ;  $\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma$  – направляющие косинусы вектора нормали  $\vec{n}$ . Таким образом, заданная плоская волна распространяется в направлении вектора  $\vec{n}$ , а поверхность равной фазы имеет вид плоскости (рис. 5).

Плоскую волну, распространяющуюся в направлении, близком оси  $z$ , удобно представить в виде

$$u(x, y, z) = u(x, y, 0) e^{-jkz(1 - \lambda^2 \xi^2 - \lambda^2 \eta^2)^{1/2}}, \quad \xi^2 + \eta^2 \leq 1/\lambda^2, \quad (26)$$

где  $u(x, y, z) = a_0 e^{-j2\pi \xi x - j2\pi \eta y}$  (27)

– элементарная пространственная гармоника во входной плоскости  $z = 0$ .

Выражение (26) получено с учетом

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1.$$

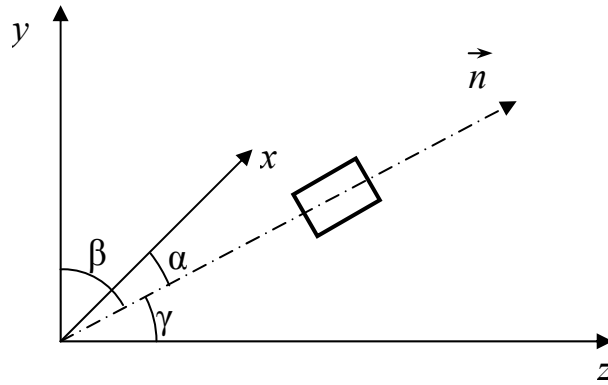


Рис. 5. Плоская волна в декартовых координатах

Общее решение для распределения амплитуды световой волны будем искать в виде суперпозиции плоских волн (которая также удовлетворяет уравнению Гельмгольца):

$$u(x,y,z) = \iint_{\xi^2 + \eta^2 \leq 1/\lambda^2} U_0(\xi, \eta) e^{-jkz(1-\lambda^2\xi^2-\lambda^2\eta^2)^{1/2}} \cdot e^{-j2\pi\xi x} e^{-j2\pi\eta y} d\xi d\eta. \quad (28)$$

Значения коэффициентов  $U_0(\xi, \eta)$  при элементарных пространственных гармониках в интеграле суперпозиции могут быть найдены из граничных условий при  $z = 0$ :

$$U_0(\xi, \eta) = u(x,y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} u(x,y,0) e^{j2\pi\xi x} e^{j2\pi\eta y} dx dy. \quad (29)$$

Из формулы (28) следует, что распространение света в свободном пространстве от  $z = 0$  до  $z = d$  эквивалентно действию фильтра пространственных частот вида

$$H(\xi, \eta) = \begin{cases} e^{-jkz(1-\lambda^2\xi^2-\lambda^2\eta^2)^{1/2}}; \\ 0 - \text{в остальных случаях.} \end{cases} \quad (30)$$

Для параксиальных волн, для которых  $\xi, \eta \ll 1/\lambda$ , используя разложение корня в экспоненте, получаем:

$$U(\xi, \eta)|_{z=d} = U_0(\xi, \eta) e^{-jkd} e^{j\pi\lambda d(\xi^2 + \eta^2)}. \quad (31)$$

Границы этого, так называемого параболического, приближения определяются фазовыми ошибками, вызываемыми отбрасыванием членов высшего порядка в разложении корня. Считая, что эти ошибки не превышают  $\pi/2$ , получим:

$$\xi^4 < 2/\lambda^3 d.$$

Используя выражения (28) и (31), перейдем от спектрального представления светового поля в плоскости  $z = d$  к координатному:

$$u(x,y,d) = e^{-jkd} \int_{-\infty}^{+\infty} \int U_0(\xi, \eta) e^{j\pi\lambda d(\xi^2 + \eta^2)} e^{-j2\pi\xi x} e^{-j2\pi\eta y} d\xi d\eta. \quad (32)$$

Интеграл в полученном выражении представляет собой фурье-преобразование от произведения двух функций. В соответствии с теоремой свертки, его можно представить как свертку фурье-образов сомножителей:

$$u(x,y,d) = e^{-jkd} \left[ u(x,y,0) \otimes (j/\lambda d) e^{-j\pi/\lambda d (x^2+y^2)} \right],$$

$$u(x,y,d) = (j/\lambda d) e^{-jkd} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u(x_0,y_0) \times e^{-j\pi/\lambda d [(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]} dx_0 dy_0 \quad (33)$$

Выражение (33) представляет собой приближение Френеля известной из оптики формулы Френеля-Кирхгофа, которая является математическим выражением принципа Гюйгенса-Френеля. Строгое решение задачи дает следующие значения границ, в которых приближение Френеля справедливо:

$$\sqrt[3]{\frac{(\alpha + \rho)^4}{\lambda}} \leq d \leq \frac{l_{\min}^4}{\lambda^3}, \quad (34)$$

где  $\alpha$  – максимальный радиус апертуры,  $\rho$  – максимальный радиус в плоскости наблюдения  $d$ ,  $l_{\min}$  – наименьший размер неоднородностей распределения во входном распределении  $u(x,y,0)$ , связанный с максимальной пространственной частотой  $\nu_{\max} = 2\pi/l_{\min}$ .

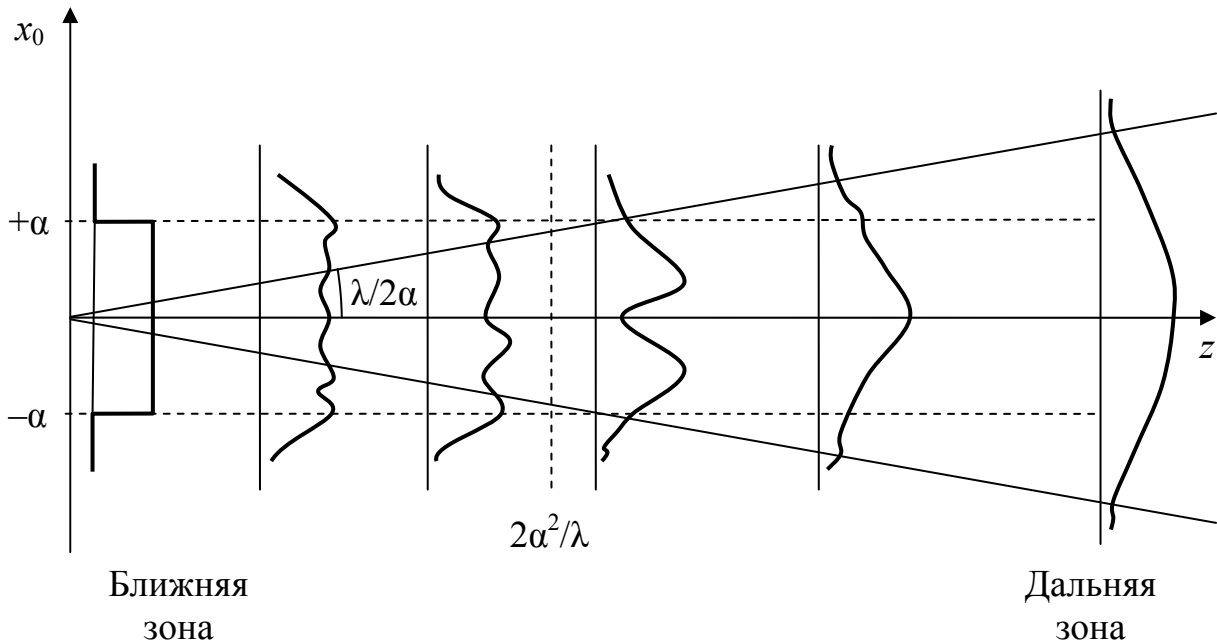


Рис. 6. Зоны дифракции

В более дальней зоне, когда  $d \gg \frac{x^2 + y^2}{\lambda}$ , формулу (33) можно переписать в более простом виде:

$$u(x,y,d) = (j/\lambda d) e^{-jkd} e^{(jk/2d)(x^2+y^2)} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} \int u(x_0, y_0) e^{(jk/d)(xx_0+yy_0)} dx_0 dy_0. \quad (35)$$

Полученное приближение называется приближением Фраунгофера. С точностью до коэффициента, выражение (35) совпадает с преобразованием Фурье от распределения комплексной амплитуды света во входной плоскости оптической системы  $u(x_0, y_0)$ . Зона дифракции Фраунгофера лежит за пределами  $d > 4\alpha^2/\lambda$ , где  $2\alpha$  – максимальный размер дифракционной апертуры.

В непосредственной близости от транспаранта, когда  $d \leq \frac{l_{\min}^2}{5\lambda}$ , справедливо приближение тени (рис. 6).

### 2.3. Линзы как элементы, выполняющие преобразование Фурье

Основой оптического преобразования Фурье является уникальное свойство положительной линзы: в когерентном свете распределение амплитуды излучения в задней фокальной плоскости линзы может быть представлено как двумерное комплексное преобразование Фурье от функции распределения амплитуды света в передней фокальной плоскости линзы. Это свойство прямо следует из описания преобразования оптического волнового фронта идеальной линзой на основе теории дифракции, при приближенном представлении дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа в дальней зоне (Фраунгофера) интегралом Фурье.

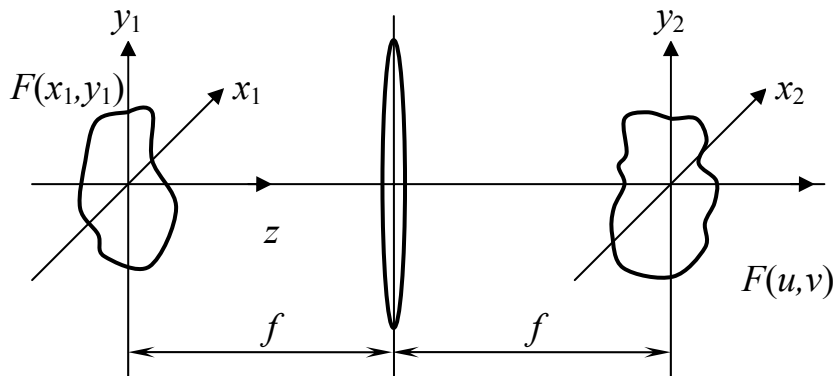


Рис. 7. Преобразование оптического сигнала тонкой положительной линзой

Основные геометрические соотношения при действии тонкой положительной линзы показаны на рис. 7. Дифракционный интеграл, описывающий взаимосвязь распределений поля во входной и выходной плоскостях такой системы имеет вид:

$$\begin{aligned} F(u, v) &= \frac{1}{j\lambda f} F[f(x_1, y_1)] = \\ &= \frac{1}{j\lambda f} \int_{-\infty}^{+\infty} \int f(x_1, y_1) e^{-j2\pi(x_1 u + y_1 v)} dx_1 dy_1 \end{aligned} \quad (36)$$

где  $u = x_2 / \lambda f$ ,  $v = y_2 / \lambda f$ ;  $\lambda$  – длина волны света,  $f$  – фокусное расстояние линзы;  $f(x_1, y_1)$  – комплексная амплитуда световой волны в передней (входной) фокальной плоскости линзы  $P_1$ ,  $F(u, v)$  – комплексная амплитуда световой волны в задней (выходной, спектральной) фокальной плоскости линзы  $P_2$ . Преобразование Фурье удобно обозначать как действие оператора интегрирования  $F[\dots]$  на заданную функцию.

Показатель преломления и фокусное расстояние линзы являются функциями длины волны. Зависимость  $f(\lambda)$  приводит к тому, что в случае использования немонохроматического излучения линза формирует элементарные монохроматические изображения объекта, располагаемые на различных расстояниях от плоскости линзы, что приводит к искажению изображения (хроматизм положения).

## 2.4. Оптические транспаранты

Оптическим транспарантом (ОТ) называется оптическое устройство (например, диапозитив, диафрагма, поляроид, фазовая пластинка и т. п.), устанавливаемое на пути пучка света и выполняющее заданное преобразование амплитуды и/или фазы световой волны. Действие ОТ характеризуется комплексной функцией пропускания  $t(x, y)$ , при этом:

$$B(x, y) = t(x, y)A(x, y), \quad (37)$$

где  $A(x, y)$  – распределение амплитуды светового поля перед транспарантом и  $B(x, y)$  – после транспаранта (см. рис. 8).

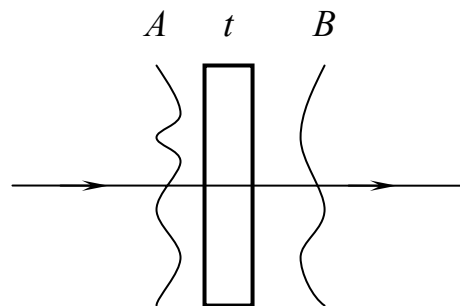


Рис. 8. Действие оптического транспаранта; показаны поверхности постоянной фазы падающей и прошедшей световых волн

Различают амплитудные (например, щели, сетки, диафрагмы), фазовые (призмы, линзы) и амплитудно-фазовые (светофильтры, голограммы, линзы с амплитудной маской) оптические транспаранты.

**Тонкая положительная линза может рассматриваться как чисто-фазовый транспарант.** Сферическая линза состоит из прозрачного материала с показателем преломления  $n$ , ограниченного двумя сферическими поверхностями радиусами  $R_1$  и  $R_2$ . Для тонкой линзы принимается, что луч, входящий в точке с координатами  $(x, y)$  на одной поверхности линзы, выходит в точке с приблизительно такими же координатами на противоположной поверхности.

Волновой фронт падающей волны задерживается на величину, пропорциональную толщине линзы в каждой точке.

При максимальной толщине линзы  $\Delta_0$  в точке с координатами  $(x, y)$  полное изменение фазы волны после ее прохождения через линзу можно записать как:

$$\varphi(x, y) = k[\Delta_0 + (n - 1)\Delta(x, y)], \quad (38)$$

где  $k$  – волновое число, равное  $2\pi/\lambda$ .  $kn\Delta(x, y)$  и  $k[\Delta_0 - \Delta(x, y)]$  – задержки по фазе в линзе и в свободном пространстве, соответственно.

Функция толщины описывается выражением:

$$\begin{aligned} \Delta(x, y) = & \Delta_0 - R_1 \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_1^2}} \right) + \\ & + R_2 \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_2^2}} \right). \end{aligned} \quad (39)$$

В параксиальном приближении:

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_1^2}} & \approx 1 - \frac{x^2 + y^2}{2R_1^2}, \\ \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_2^2}} & \approx 1 - \frac{x^2 + y^2}{2R_2^2}. \end{aligned} \quad (40)$$

Откуда:

$$\Delta(x, y) = \Delta_0 - \frac{x^2 + y^2}{2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (41)$$

С учетом того, что

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

Получаем:

$$\varphi(x, y) = kn\Delta_0 - \frac{k}{2f} (x^2 + y^2). \quad (42)$$

Функция пропускания  $t_L(x, y)$  принимает вид:

$$t_L(x, y) = e^{jkn\Delta_0} \cdot e^{-j\frac{k}{2f}(x^2 + y^2)}, \quad (43)$$

где  $\Delta_0$  – толщина линзы;  $n$  – средний показатель преломления материала линзы;  $f$  – фокусное расстояние линзы;  $x, y$  – координаты в плоскости сечения линзы;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число. Вследствие квадратичного фазового преобразования волнового фронта вида (43), положительная линза преобразует плоский волновой фронт световой волны в сходящийся сферический (рис. 9).



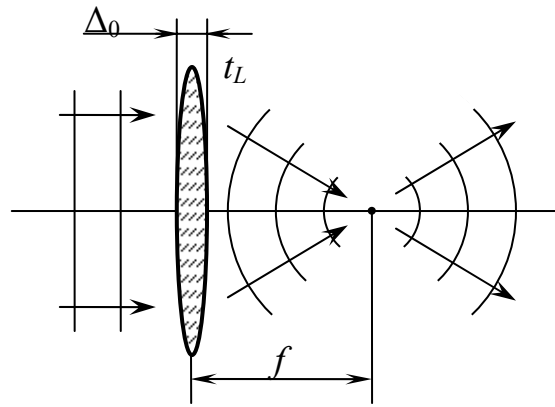


Рис. 9. Преобразование плоского волнового фронта собирающей линзой с фокусным расстоянием  $f$

Различают неуправляемые (с постоянными оптическими характеристиками) и управляемые внешним сигналом (с изменяющимися характеристиками) оптические транспаранты. В зависимости от способа внешнего управления, управляемые транспаранты подразделяются на электрически (ЭУТ) и оптически (ОУТ) управляемые транспаранты. Такие ЭУТ и ОУТ применяются для ввода информации в оптический процессор и в качестве управляемых пространственных фильтров, устанавливаемых в разных (спектральной, входной или выходной) областях оптического процессора.

## 2.5. Пространственная фильтрация оптических сигналов

Основная идея оптической пространственной фильтрации в состоит в использовании различных амплитудных, фазовых или амплитудно-фазовых оптических фильтров (светофильтров, фазовых пластинок, диафрагм, голограмм и др.), размещаемых в области локализации фурье-спектра передаваемого через оптическую систему изображения. В результате двумерный фурье-спектр передаваемых сигналов изменяется заданным образом, что и обуславливает требуемое изменение формы сигналов на выходе такой оптической системы.

Простейший пространственный фильтр для обработки изображений содержит две линзы с совмещенными задней (для первой линзы) и передней (для второй линзы) фокальными плоскостями, и фильтр-транспарант, расположенный в плоскости совмещения  $P_2$  (рис. 10).

В передней фокальной плоскости  $P_1$  первой линзы посредством транспаранта, освещаемого пространственно-когерентной волной, создается исходное распределение светового поля  $f(x_1, y_1)$ . Первая линза  $L_1$  осуществляет первое (прямое) преобразование Фурье исходной функции, при этом в ее задней фокальной плоскости  $P_2$  формируется распределение амплитуды излучения  $F(u, v)$ , соответствующее пространственному спектру подводимого сигнала,

$$F(u, v) = F[f(x_1, y_1)]. \quad (44)$$

В спектральной плоскости  $P_2$  установлен пространственный фильтр с комплексной амплитудной функцией пропускания  $H(u, v)$ . Действие такого

фильтра сводится к умножению функции пропускания фильтра на распределение спектра вводимой функции,

$$F(u, v) \rightarrow H(u, v) \cdot F(u, v). \quad (45)$$

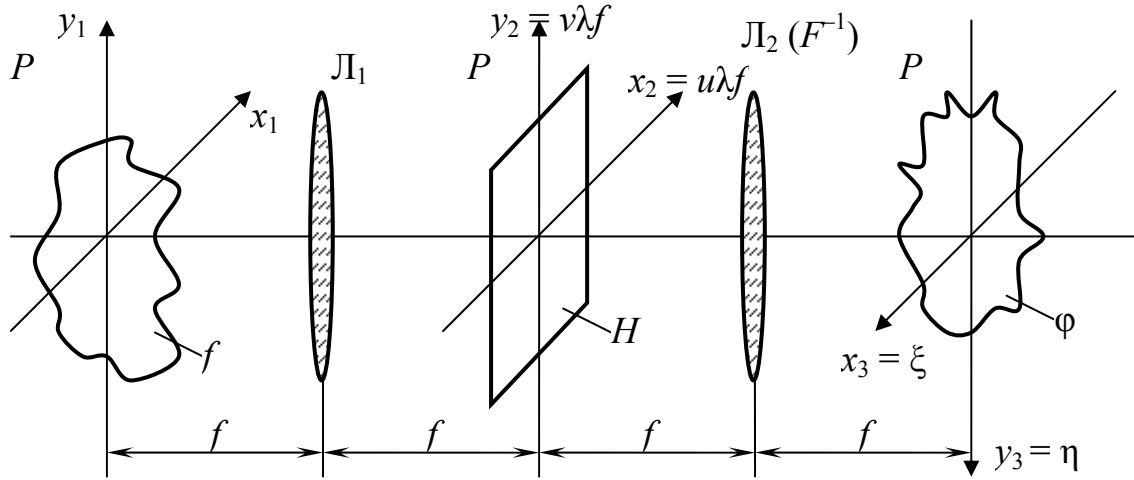


Рис.10. Схема оптической пространственной фильтрации

Вторая линза выполняет второе (условно обратное) преобразование Фурье, в результате чего распределение  $\varphi(\xi, \eta)$  амплитуды светового поля в ее задней фокальной плоскости  $P_3$  имеет вид

$$\varphi(\xi, \eta) = F^{-1} [H(u, v) \cdot F(u, v)]. \quad (46)$$

На основании теоремы свертки выполняется

$$\varphi(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) f(x - \xi, y - \eta) dx dy, \quad (47)$$

откуда видно, что распределение комплексной амплитуды излучения в выходной плоскости  $P_3$  оптической системы на рис. 10 представляет собой двумерную свертку исходной функции  $f(x, y)$  и функции  $h(x, y)$ , равной обратному преобразованию Фурье от функции  $H(u, v)$  пропускания пространственного фильтра,

$$h(x, y) = F^{-1} [H(u, v)]. \quad (48)$$

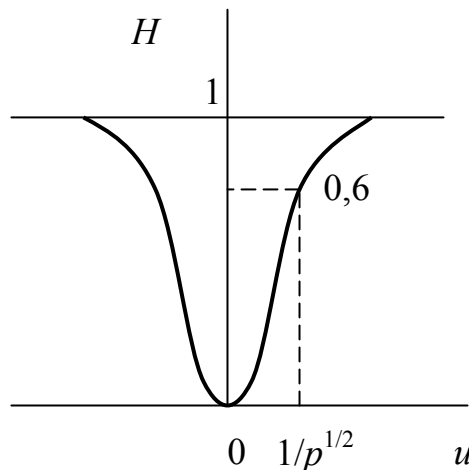


Рис. 11. Пример одномерной амплитудной функции пропускания пространственного фильтра низких частот

Функцию  $h(x,y)$  (29) называют импульсным откликом пространственного фильтра.

Задавая различные значения функции пропускания  $H(u,v)$  транспаранта, устанавливаемого в плоскости  $P_2$  системы на рис. 10, можно практически мгновенно осуществлять вычисление двойного интеграла свертки вида (47).

Если пространственный фильтр отсутствует, то есть его пропускание тождественно равно единице, импульсный отклик (48) равен дельта-функции, функции  $\varphi(\xi,\eta)$  и  $f(x,y)$  идентичны. При этом в плоскости  $P_3$  будет сформировано перевернутое изображение распределения поля в плоскости  $P_1$ .

Установив в плоскости  $P_2$  фильтр низких частот с функцией пропускания вида (см. рис. 11),

$$H(u,v) = \left(1 - e^{-p(u^2+v^2)}\right), \quad (49)$$

в процессоре выполняется операция *оконтуривания изображений*. При этом распределение мощности излучения в плоскости  $P_3$  будет отображать области наибольшего изменения амплитуды входного изображения, см. рис. 12.

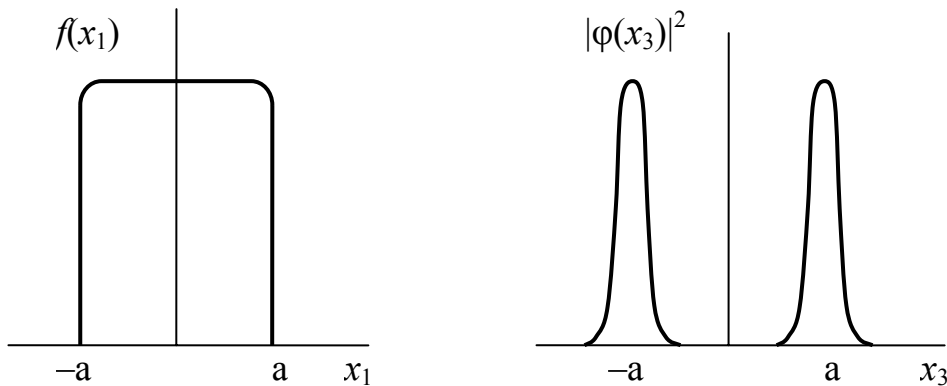


Рис. 12. Оконтуривание изображения (показан одномерный сигнал)

Амплитудный пространственный фильтр, расположенный в спектральной области  $P_2$  на рис. 10, может существенно изменить структуру изображения, вводимого в систему пространственной фильтрации. Это иллюстрирует эксперимент Аббе-Портера (рис. 13).

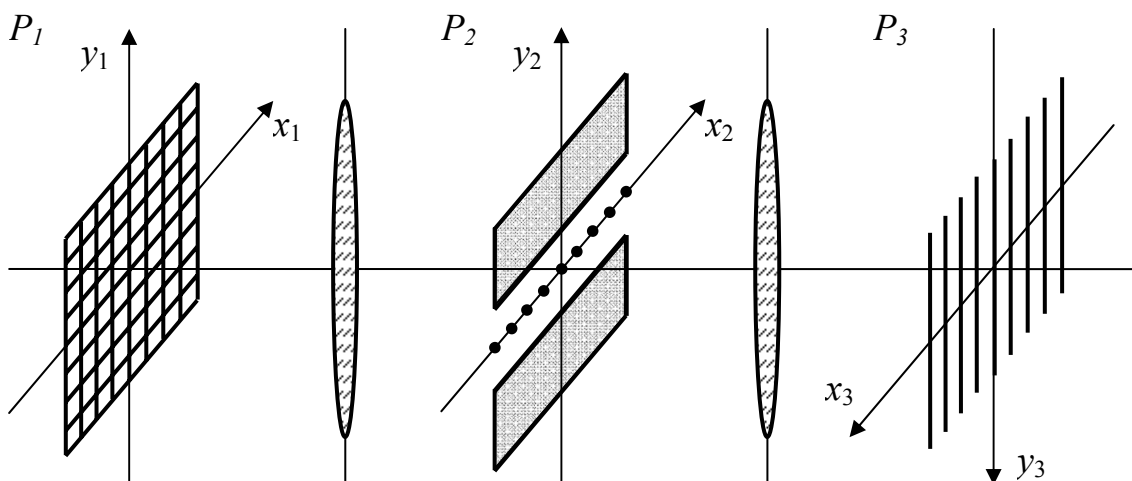


Рис. 13 . Опыт Аббе-Портера

Здесь входным изображением является двумерная дифракционная решетка, пространственный спектр которой представляет собой также двумерный массив ярких «точек» (кружков Эйри) в фокальной плоскости  $P_2$  первой линзы. Пространственный фильтр в виде щелевой диафрагмы пропускает лишь спектральные составляющие, расположенные вдоль одной из осей ( $x_2$ ). В результате в выходной плоскости изображения  $P_3$  формируется одномерная решетка, периодическая вдоль оси  $x_3$ .

Наибольшее практическое применение в микроскопии практически прозрачных объектов с переменным показателем преломления (например, биологических) имеет *фазовый контраст*, идея которого была предложена Цернике. Сущность фазового контраста состоит в использовании фазового пространственного фильтра, установленного в спектральной области оптической системы объектива микроскопа. Рассмотрим в качестве исследуемого объекта решетку, расположенную во входной плоскости процессора (рис. 14).

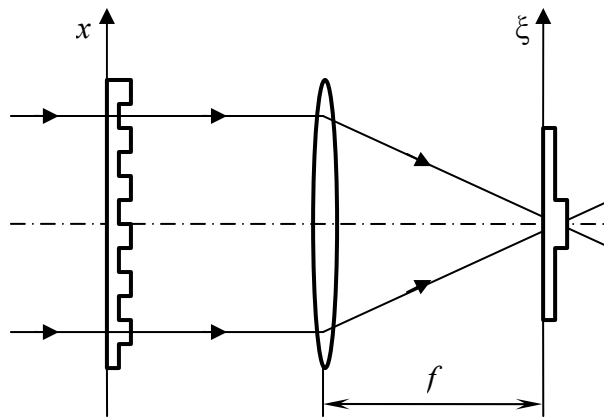


Рис. 14. Метод фазового контраста Цернике

Функция амплитудного пропускания объекта:

$$g(x) = e^{j\varphi(x)}, \quad (50)$$

где функция  $\varphi(x)$  описывает колебания фазы в объекте.

Фильтр характеризуется амплитудным пропусканием вида

$$H(u, v) = e^{-p(u^2 + v^2)} e^{j\frac{\pi}{2}}, \quad (51)$$

и может быть выполнен, например, в виде диэлектрической пластинки с оптической длиной пути («толщиной»), равной нечетному числу  $\lambda/4$ , установленной строго в центре (в области нулевых пространственных частот) фокальной плоскости объектива микроскопа. На практике конструкция пространственного фильтра нередко содержит кольцевую фазовую пластинку, расположенную вне оптической оси. В обоих случаях назначение пространственного фильтра – ввести искусственный сдвиг фазы величиной  $\pi/2$  между волнами, соответствующими пространственным частотам нулевого и остальных порядков дифракции.

Мощность излучения в выходной плоскости изображительной системы микроскопа зависит от фазы предметной волны, определяемой структурой

прозрачного объекта – неоднородным распределением плотности его материала. Представляя предметную волну функцией вида

$$f(x_1, y_1) = e^{j\varphi(x,y)} \approx 1 + j\varphi(x, y), \quad (52)$$

в обычном микроскопе изображение на его выходе характеризуется распределением мощности

$$I(x,y) = [1 + j\varphi(x,y)]^2 \approx 1, \quad (53)$$

то есть информация о фазе  $\varphi(x,y) \ll 1$  такой волны утрачивается. При использовании в микроскопе пространственного фильтра с функцией пропускания (51) мощность излучения в области регистрируемого изображения, как можно показать, представляется в виде

$$I(x,y) = \left[ e^{j\frac{\varphi^2}{2}} + j\varphi(x,y) \right]^2 \approx 1 + 2\varphi(x,y). \quad (54)$$

Следовательно, структура прозрачных фазовых объектов (такими и является большинство биологических объектов – клетки, хромосомы и др.) отображается в виде неоднородного распределения мощности света в области изображения, то есть становится наблюдаемой.

Пространственный фильтр с комплексным пропусканием вида

$$H(u, v) = j2\pi u, \quad (55)$$

позволяет выполнить вычисление частной производной (*дифференцирование функции*) распределения на входе системы фильтрации, в соответствии со свойствами преобразования Фурье – см. (7). Выполняя обратное преобразование Фурье, с учетом (27), следует

$$F^{-1}F \left[ \frac{\delta}{\delta x} f(x,y) \right] = F^{-1}[j2\pi u F(u,v)], \quad (56)$$

то есть амплитудный фильтр с пропусканием (55) действительно обеспечивает на выходе системы пространственной фильтрации распределение поля, соответствующее частной производной от двумерного распределения входного сигнала.

## 2.6. Пространственный фильтр (коррелятор) Вандер Люгта

Если в качестве частотного пространственного фильтра в системе, показанной на рис. 5, используется тонкая амплитудная голограмма, такая система приобретает свойства комплексного согласованного фильтра и может использоваться для распознавания оптических изображений.

Изготовление пространственного фильтра Вандер Люгта (ФВЛ) производится по схеме записи пропускающей голограммы эталонного изображения, показанной на рис. 15.

Здесь в плоскости  $P_2$  формируется распределение амплитуды  $H(u,v)$  световой волны, пропорциональное преобразованию Фурье от распределения  $h(x_1, y_1)$  эталонного изображения,

$$H(u, v) = F[h(x_1, y_1)], \quad (57)$$

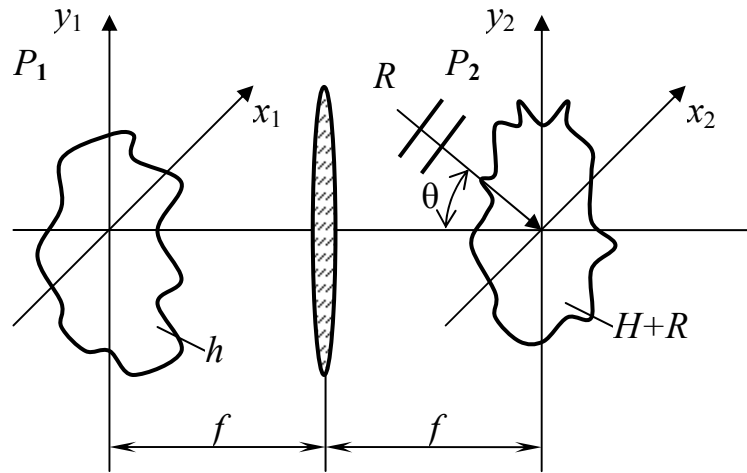


Рис. 15. Голографическая запись ФВЛ

и эта волна интерферирует с плоской опорной волной  $R$ , падающей под углом  $\theta$  к оптической оси. В плоскости  $P_2$  амплитуда поля опорной волны равна

$$R(x_2, y_2) = r e^{-j2\pi\alpha y_2}, \quad (58)$$

где

$$\alpha = \frac{\sin \theta}{\lambda}. \quad (59)$$

При записи голограммы картина интерференции этих волн регистрируется в фотоэмульсии и после обработки фотоматериала амплитудное пропускание  $t(x_2, y_2)$  полученной голограммы прямо пропорционально распределению мощности света,

$$t(x_2, y_2) \propto |H + R|^2. \quad (60)$$

Подставив (37) и (38) в (40), получим выражение для коэффициента пропускания ФВЛ

$$t(x_2, y_2) \propto r^2 + \frac{1}{\lambda^2 f^2} |H(u, v)|^2 + \frac{r}{\lambda f} H(u, v) e^{j2\pi\alpha y_2} + \frac{r}{\lambda f} H^*(u, v) e^{-j2\pi\alpha y_2}, \quad (61)$$

Если на вход системы пространственной фильтрации (рис. 10) подается сигнал с распределением амплитуды поля  $g(x_1, y_1)$ , в плоскости  $P_2$  системы перед ФВЛ формируется спектральное распределение вида

$$G(u, v) = F[g(x_2, y_2)], \quad (62)$$

и за фильтром ВДЛ – распределение  $\Phi(u, v)$

$$\Phi(u, v) = t(x_2, y_2) G(u, v). \quad (63)$$

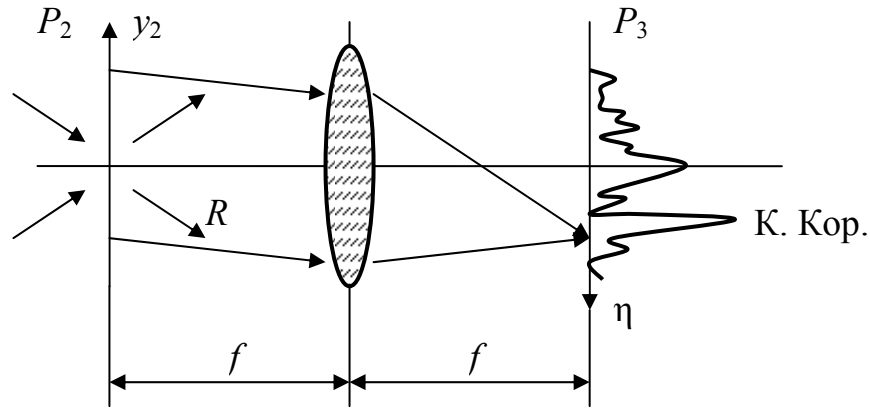
В выходной плоскости  $P_3$  системы распределение амплитуды волнового поля описывается выражением

$$\varphi(\xi, \eta) = F^{-1}[\Phi(u, v)] = F^{-1}[t(x, y) G(u, v)]. \quad (64)$$

После соответствующих подстановок в (64), с учетом (46, 47) распределение амплитуды поля на выходе ФВЛ представляется суммой

$$\varphi(\xi, \eta) \propto r^2 g(\xi, \eta) + \frac{1}{\lambda^2 f^2} [h(\xi, \eta) \otimes h^*(-\xi, -\eta) \otimes g(\xi, \eta)] +$$

$$+ \frac{r}{\lambda f} \iint_{-\infty}^{+\infty} h(\xi - x_1, \eta - y_1 + \alpha \lambda f) g(x_1, y_1) dx_1 dy_1 +$$



$$+ \frac{r}{\lambda f} \iint_{-\infty}^{+\infty} g(x_1, y_1) h^*(x_1 - \xi, y_1 - \eta + \alpha \lambda f) dx_1 dy_1. \quad (65)$$

Рис. 16. Картина поля в выходной плоскости  $P_3$  ФВЛ

В выражении (45) третий член представляет собой свертку вводимого и эталонного сигналов, распределение которой формируется в плоскости  $P_3$  на расстоянии  $\alpha \lambda f$  от оптической оси. Четвертый член в (65) описывает кросс-корреляцию распределений  $g(x_1, y_1)$  и  $h(x_1, y_1)$ , также смещенную относительно оптической оси (рис. 16).

Величина кросс-корреляции достигает максимума при точном совпадении вводимого  $g$  и эталонного  $h$  изображений, а его промежуточные значения (между нулевым и максимальным) характеризуют степень соответствия (сходства) распределений  $h$  и  $g$ . При равенстве эталонной  $h$  и вводимой  $g$  функций, в сущности, при дифракции света на голограмме-фильтре ВДЛ происходит восстановление поля опорной волны  $R$ , что показано на рис. 17.

Пространственный фильтр (коррелятор) Вандер Люгта используется в оптических системах распознавания и обработки изображений, например, для идентификации отпечатков пальцев в дактилоскопии, выявлении артефактов (строения, самолеты, корабли и т. п.) на аэрофотоснимках и др. Конструкция фильтра обычно включает несколько параллельно действующих каналов, при этом отдельным эталонным сигналам соответствуют определенные признаки таких изображений – углы, окружности, прямые линии и т. п. Отклик коррелятора ВДЛ инвариантен к параллельным смещениям вводимого в плоскости  $P_1$  (рис. 10) сигнала, что можно истолковать как следствие сдвиговой инвариантности преобразования Фурье. При этом имеет место взаимно-однозначное соответствие координаты отклика в выходной плоскости ФВЛ и координаты центра вводимого изображения. Недостатками коррелятора ВДЛ являются высокая чувствительность отклика к изменению масштаба и

поворотам вводимого изображения. Эта чувствительность возрастает при увеличении частоты пространственного спектра, то есть тонкой структуры вводимого изображения. Кроме этого, весьма высокие требования предъявляются к качеству оптико-механической конструкции всей системы пространственной фильтрации, например, точность установки пространственного фильтра составляет доли микрометра.

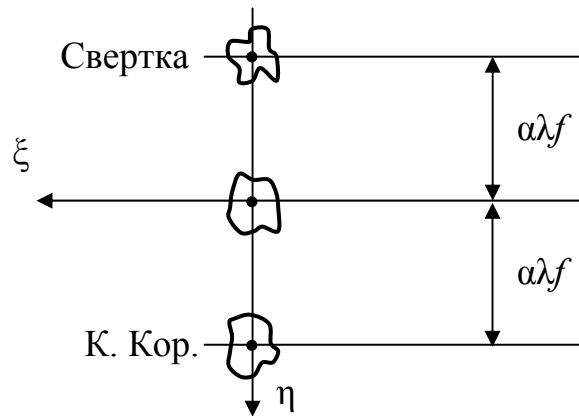


Рис. 17. Отклик коррелятора ВДЛ при точном совпадении эталонной и вводимой функций

**Когерентно-оптический коррелятор для распознавания буквенно-цифровой информации.** На рис. 18 представлена схема когерентно-оптического коррелятора для распознавания буквенно-цифровой информации.

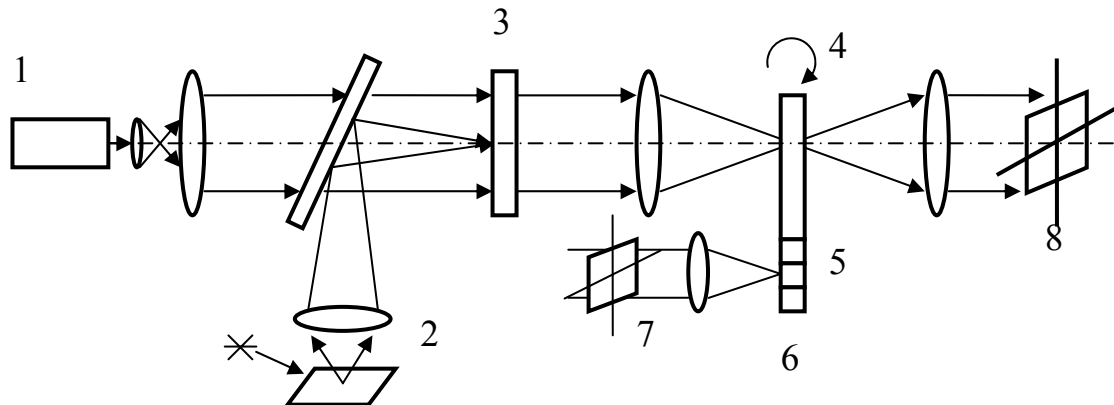


Рис. 18. Коррелятор для распознавания буквенно-цифровой информации

На входе системы используется преобразователь некогерентного изображения в когерентное, чтобы можно было осуществлять ввод распознаваемых изображений в некогерентном свете. Он состоит из источника когерентного излучения (лазера) 1, проекционной системы 2 и оптически управляемого ПВМС 3. В плоскости пространственных частот используется набор сменных фильтров 4, перемещаемых механически или сканируемых с помощью дефлектора. Запись голографических фильтров 5 осуществляется на фототермопластическом носителе 6 с помощью дополнительной когерентно-оптической системы 7.



## 2.7. Оптическое преобразование Меллина

Устранить один из серьезных недостатков коррелятора Вандер Люгта – повышенная чувствительность сигнала отклика к изменениям масштаба изображения – можно, реализовав в оптике преобразование функции, обладающее свойством инвариантности к преобразованиям масштаба функции. Примером такого преобразования является преобразование Меллина, представляемое (например, для одномерных функций) интегралом

$$M(\omega) = M[f(x)] = \int_0^{+\infty} f(x) x^{-j\omega-1} dx. \quad (66)$$

Двумерное преобразование Мэллина описывается формулой:

$$M(u, v) = M[f(x, y)] = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} f(x, y) x^{-j2\pi u-1} y^{-j2\pi v-1} dx dy.$$

Преобразование Меллина обладает свойством инвариантности к изменению масштаба исходной функции,

$$M[f(ax)] = \frac{1}{a^{j\omega}} M[f(x)], \quad (67)$$

$$M(u, v) = M[f(x, y)] = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} f(e^\xi, e^\eta) e^{-j2\pi(u\xi + v\eta)} d\xi d\eta$$

и тесно связано с преобразованиями Лапласа и Фурье,

$$M[f(x)] = F[f(e^\xi)]. \quad (68)$$

Свойство (48) показывает, что преобразование Меллина можно представить как преобразование Фурье от исходной функции при экспоненциальном преобразовании ее аргумента,

$$x = e^\xi. \quad (69)$$

При этом, очевидно, новые координаты исходной функции логарифмически связаны с начальными,  $\xi = \ln x$ .

Следует отметить, что, в отличие от преобразования Фурье, преобразование Меллина не обладает свойством сдвиговой инвариантности.

В корреляторе Меллина запись пространственного фильтра осуществляется по обычной голографической схеме (рис. 15) при том условии, что вводимое эталонное изображение предварительно преобразуется согласно логарифмическому изменению его масштабов. При этом, например, одномерная периодическая амплитудная решетка отображается в апериодическую решетку с логарифмически изменяющимся периодом. Такое преобразование может быть выполнено при отображении исходного изображения на экране монитора, временная развертка которого управляется логарифмическими усилителями сигналов. Возможен ввод изображения в систему пространственной фильтрации и с помощью электрически управляемого транспаранта с нелинейным (также логарифмическим) преобразованием масштаба функции пропускания транспаранта.

Действие коррелятора Меллина аналогично вышеописанному действию пространственного фильтра ВДЛ (рис. 17), при этом вводимое в коррелятор изображение предварительно нелинейно «растягивается» по осям координат с логарифмическим изменением его масштабов. Мощность корреляционного пика на выходе пространственного фильтра Меллина не зависит от масштаба вводимого изображения (определяется исключительно его структурой), а положение этого пика в выходной плоскости  $P_3$  коррелятора прямо связано с масштабом вводимого изображения.

В оптической системе получение энергетического меллин-спектра, не зависящего от масштаба, было предложено выполнить с использованием пространственного модулятора света типа трубки "Титус", в которой входное изображение записывается электронным пучком. В гибридной системе использовались логарифмические усилители в устройствах развертки по  $x$  и  $y$  координатам, в результате исходное изображение записывалось во входной плоскости оптической системы в виде  $f(e^{\xi}, e^{\eta})$ , а распределение интенсивности в задней фокальной плоскости представляло собой энергетический меллин-спектр, инвариантный к масштабу. Следует заметить, что этот спектр уже не инвариантен к сдвигу образа во входной плоскости.

Экспериментально был реализован коррелятор Меллина, отклик которого нечувствителен даже к двукратному изменению масштаба изображения по сравнению с эталонным. Недостатками оптического коррелятора Меллина является необходимость предварительной оптоэлектронной обработки вводимого изображения (нелинейное изменение его масштабов) и техническая сложность такой системы фильтрации изображений.

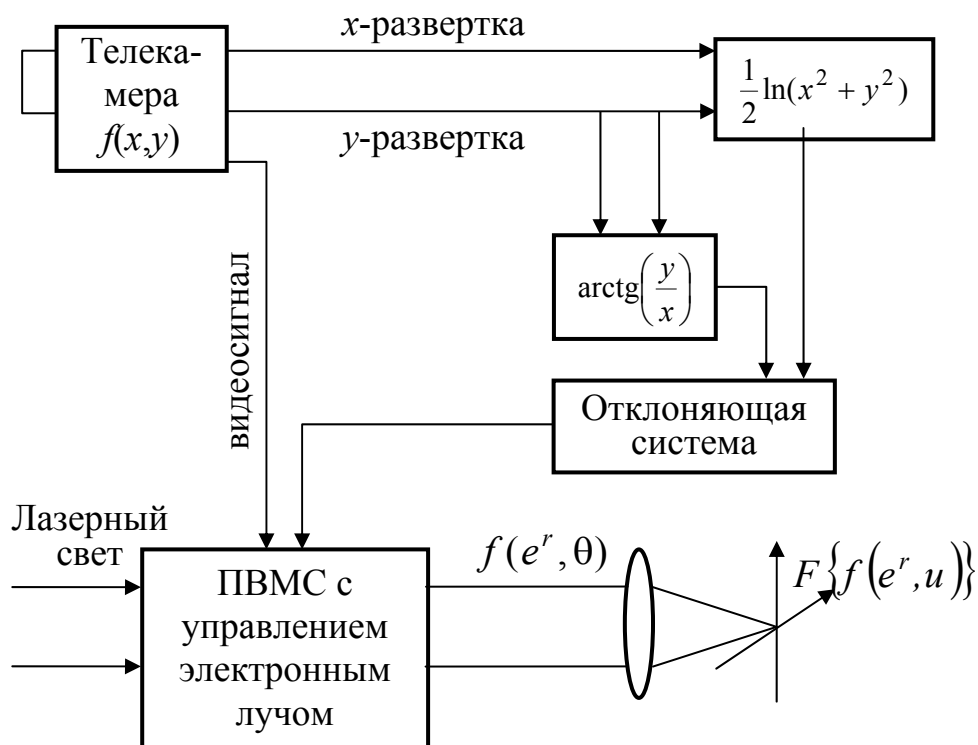


Рис. 19. Гибридная система распознавания инвариантная к масштабу и повороту

Используя тот факт, что меллин-спектр инвариантен к независимому изменению масштаба по двум координатам, а масштаб образа, как правило, меняется по обеим координатам одинаково, Касасент и Псалтис предложили использовать лишнюю степень свободы двумерного меллин-спектра для создания гибридной системы, инвариантной к масштабу и повороту. Схема этого устройства представлена на рис. 19.

Входной образ  $f(x,y)$  считывается с помощью телекамеры. Преобразованием сигналов в каналах развертки осуществляется переход от декартовых координат к полярным с последующим преобразованием радиальной координаты изображения  $f(r,\theta)$  по логарифмическому закону  $f(e^r,\theta)$ . В результате двумерного преобразования Фурье, осуществляемого с помощью линзы, на выходе получается преобразование Меллина по радиальной координате и преобразование Фурье по угловой.

Поскольку изменение размера образа соответствует изменению масштаба по радиальной координате, а поворот – сдвигу вдоль угловой, модуль выходного сигнала такой гибридной системы будет инвариантен к масштабу и повороту входного изображения.

### 2.7.1. Многоканальная система пространственной фильтрации

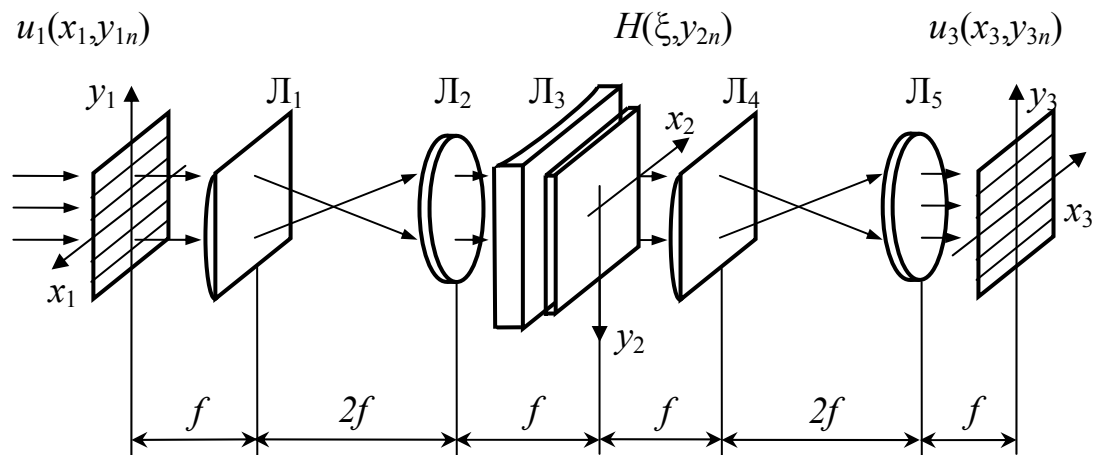


Рис. 20. Многоканальная система пространственной фильтрации

Многоканальная система пространственной фильтрации может быть построена аналогично многоканальному анализатору спектра. Достаточно взять два последовательных каскада такого типа, а в плоскости пространственных частот поместить многоканальный фильтр. Следует, однако, иметь в виду, что для правильной работы второго каскада, осуществляющего обратное преобразование Фурье, необходимо компенсировать квадратичный фазовый множитель по координате  $x_2$ , возникающий в плоскости пространственных частот на выходе первого анализатора спектра. Это может быть осуществлено с помощью отрицательной цилиндрической линзы с фокусным расстоянием  $-f$ , помещенной рядом с фильтром (рис. 20).

Многоканальная система пространственной фильтрации осуществляет независимую фильтрацию  $N$  сигналов по координате  $x$  с помощью

многоканального фильтра  $H(\xi, y_{2n})$  и формирует на выходе одновременно  $N$  независимых сверток входных сигналов с импульсными откликами фильтра.

### 2.7.2. Многоканальный коррелятор для распознавания изображений

На рис. 21. Приведена схема другого коррелятора, имеющего несколько параллельных каналов по числу распознаваемых классов. В схеме используется мультипликатор входных изображений 1, фокусирующая линза 2, набор рядом расположенных фильтров 3 и устройств регистрации 4. В качестве мультипликатора изображений может быть применена голограмма набора плоских волн, имеющих различный наклон.

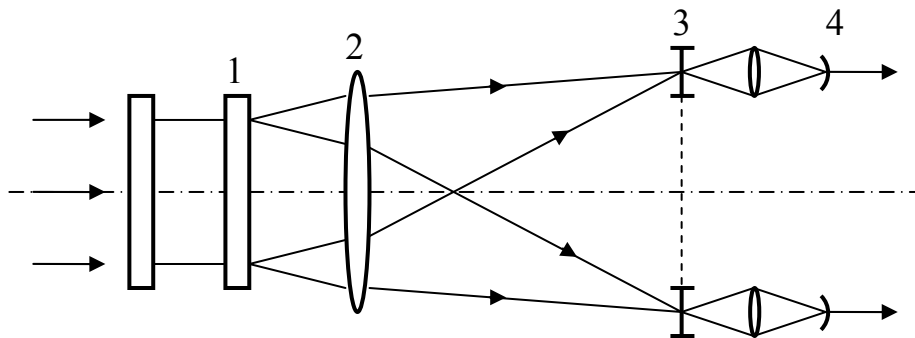


Рис. 21. Многоканальный когерентный коррелятор

Другим вариантом многоканальной системы является коррелятор с голографическими фильтрами, записанными на один участок фоточувствительной среды с разными наклонами опорных пучков. При распознавании восстанавливается тот опорный пучок, с которым записывался фильтр, согласованный с предъявляемым сигналом.

Кроме обычных фильтров Вандер Люгта в корреляторах могут использоваться голограммы, синтезированные на ЭВМ. Распределение пропускания такой голограммы вычисляется на ЭВМ, а затем изготавливается сам фильтр путем фотографирования этого распределения с экрана дисплея или графопостроителя или каким-либо другим способом, в зависимости от применяемого пространственного модулятора света.

### 2.8. Синтез фильтров в предметной плоскости

Наряду с синтезом фильтров в частотной плоскости, для осуществления операции фильтрации может быть использовано движение сигнала в предметной плоскости (рис. 22).

Форма выходного сигнала такой системы определяется сверткой входного сигнала и опорной функции, перемещающейся во входной плоскости вдоль оси  $x$ , причем аргументом свертки является сдвиг опорной функции  $x_0$ :

$$\begin{aligned}
 u_2(x_2, x_0) &= K''' \int_{-\infty}^{+\infty} u_1(x_1) h(x_0 - x_1) e^{-(2\pi\lambda f)x_1 x_2} dx_1 \Big|_{x_2 = 0} = \\
 &= u_2(x_0) = K''' \int_{-\infty}^{+\infty} u_1(x_1) h(x_0 - x_1) dx_1 = K''' u_1(x_1) \otimes h(x_1).
 \end{aligned}
 \tag{70}$$

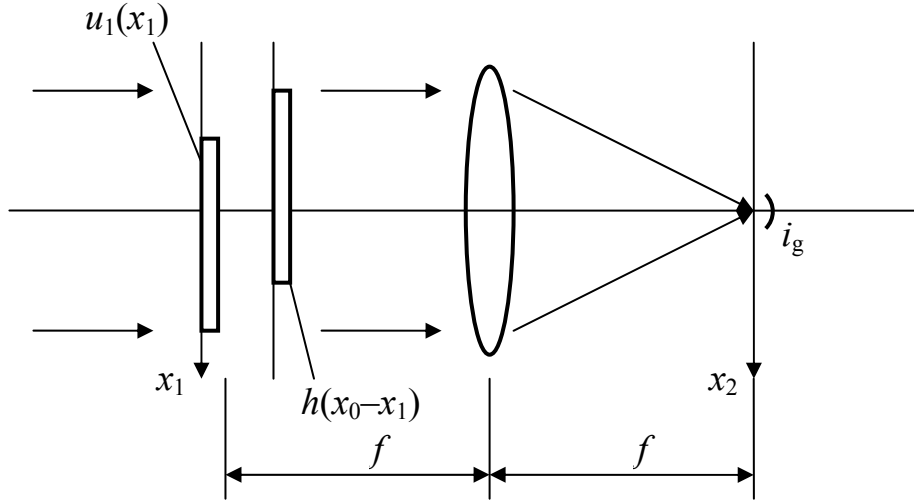


Рис. 22. Система пространственной фильтрации с синтезом фильтра в предметной плоскости

Достоинством этой схемы является ее простота. Необходимость движения сигнала для получения свертки или корреляции естественным образом реализуется в системах обработки одномерных сигналов с акустооптическим вводом. Для обработки двумерных сигналов данную схему использовать затруднительно, так как это требует сканирования опорной функции по двум координатам.

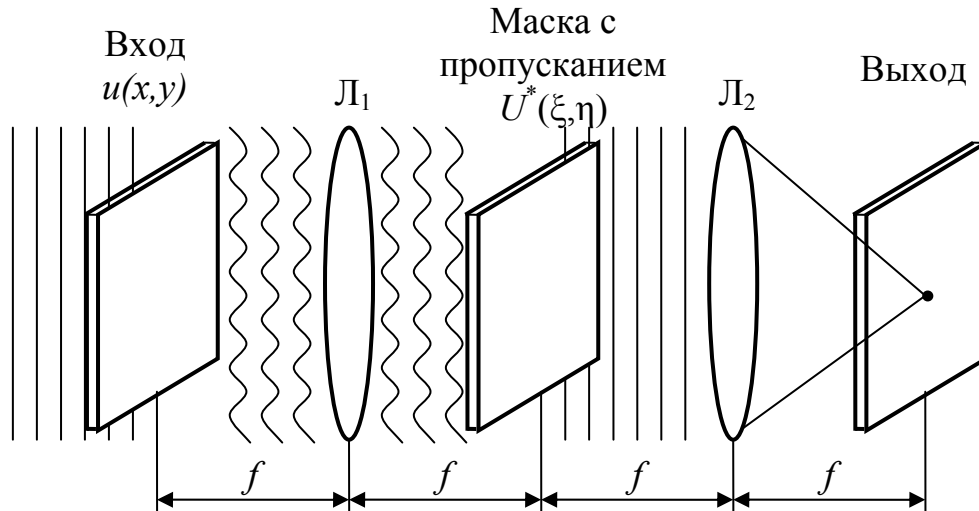
## 2.9. Согласованная фильтрация

Одно из применений оптических схем пространственной фильтрации – получение корреляционной функции двух сигналов.

Если в схеме с частотной плоскостью установить фильтр, имеющий вид  $H(\xi, \eta) = V^*(\xi, \eta)$ , то по теореме свертки выходной сигнал системы  $V$  будет равен кросскорреляции входного и опорного сигналов:

$$\begin{aligned}
 u_2(x_3, y_3) &\sim F^{-1} [U(\xi, \eta) V^*(\xi, \eta)] = \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u(x, y) v^*(x + x_3, y + y_3) dx dy.
 \end{aligned}
 \tag{71}$$

Нетрудно показать, что сигнал на выходе коррелятора будет иметь наибольшее значение, если фильтр согласован с сигналом, т.е.  $V(\xi, \eta) = U(\xi, \eta)$ . Для всех других сигналов, при равной энергии, корреляционный пик будет меньше, что и используется в практических приложениях, например, при распознавании образов, выделении сигнала на фоне шума и других.



Сущность операции согласованной фильтрации можно понять из рис. 23.

Рис. 23. Схема согласованной пространственной фильтрации

Пусть фильтр системы согласован с сигналом  $u(x,y)$ . При этом его коэффициент пропускания равен  $U^*(\xi,\eta)$ . Если на вход схемы поступает сигнал  $u(x,y)$ , то распределение поля перед фильтром пропорционально его спектру  $U(\xi,\eta)$ , а сигнал после фильтра – произведению  $U(\xi,\eta)U^*(\xi,\eta)$ . Эта последняя величина действительна; иными словами фильтр точно компенсирует кривизну падающего на него волнового фронта  $U(\xi,\eta)$ . Таким образом, поле, прошедшее через фильтр, представляет собой плоскую волну, которая фокусируется в яркую точку в фокусе линзы  $L_2$ . Если на вход поступает сигнал, отличный от  $u(x,y)$ , то кривизна волнового фронта в общем случае не компенсируется фильтром, и прошедший через систему свет уже не будет собираться в яркую точку в фокусе последней линзы. Таким образом, предположение о присутствии на входе сигнала  $u(x,y)$  можно проверить, измеряя интенсивность света в фокусе последней преобразующей линзы.

## 2.10. Некогерентные системы обработки информации

На основе оптических систем, в которых используются некогерентные источники излучения, также можно строить устройства обработки информации. Большинство из них сравнительно просты, но имеют ограничения. Другие, напротив, имеют преимущества перед когерентными системами, но, как правило, такие устройства сложнее. Выбор схемы должен осуществляться в каждом конкретном случае на основе условий решаемой задачи. В целом, возможности когерентных систем выше, чем некогерентных, поэтому рассмотрим лишь некоторые из некогерентных систем. Остановимся вначале на системах некогерентной пространственной фильтрации, в которых синтез импульсного отклика осуществляется в предметной плоскости.

### 2.10.1. Фильтрация в предметной плоскости

На рис. 24 показана простая система, которая осуществляет корреляционный анализ с действительной опорной функцией, закодированной в коэффициенте пропускания транспаранта по интенсивности. Ее выходной сигнал равен

$$I = k \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_1(x, y) \tau_2(x, y) dx dy. \quad (72)$$

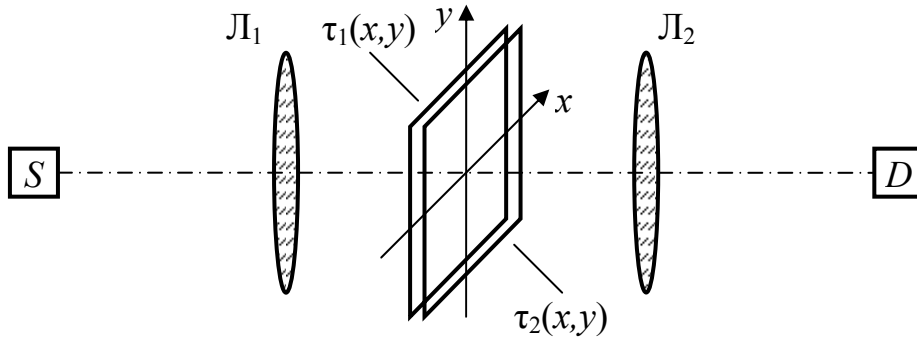


Рис. 24. Простой некогерентный фильтр

Для получения полной функции корреляции или свёртки один из транспарантов должен механически перемещаться, а сигнал детектора измеряться как функция времени. Если диапозитив  $\tau_2$  установлен в перевёрнутом положении, то выходной сигнал системы

$$I = k \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau(x, y) \tau(-x, -y) dx dy. \quad (73)$$

Если перемещать транспарант  $\tau_2$  с постоянной скоростью  $v$  в сторону отрицательных значений координаты  $x$ , то сигнал детектора будет зависеть от

$$I(t) = k \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_1(x, y) \tau_2(vt - x, -y) dx dy, \quad (74)$$

без перемещения транспаранта.

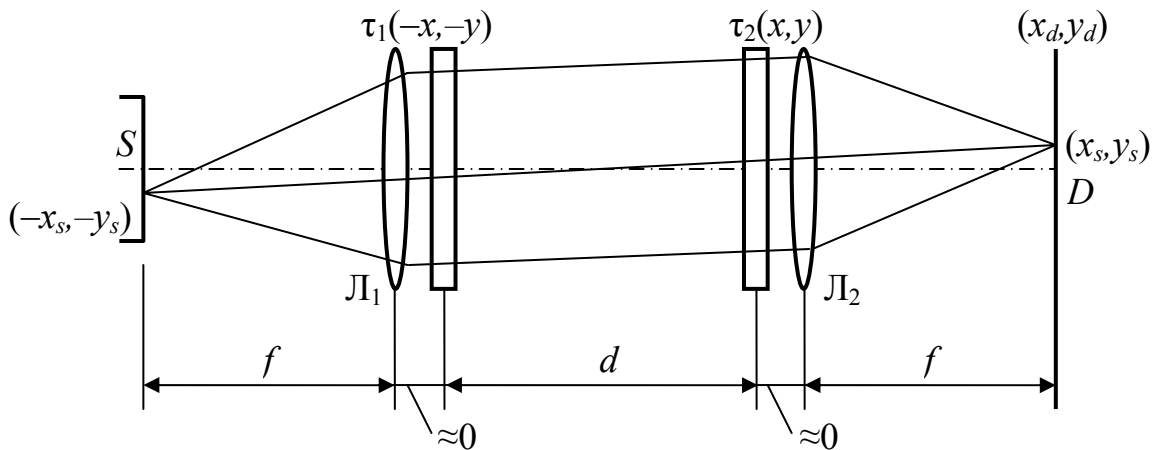


Рис. 25. Схема некогерентного конвольвера

Если сканирование по  $x$  повторять для разных смещений по  $y$ , то получим двумерную свёртку, дискретную по  $y$ :

$$I_m(t) = k \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_1(x, y) \tau_2(vt - x, y_m - y) dx dy, \quad m = 1, 2, \dots \quad (75)$$

Рассмотренная схема неудобна в использовании из-за необходимости механического движения транспаранта. Можно осуществлять свёртку и без перемещений, как в схеме, показанной на рис. 25.

Схема работает следующим образом. Лучи из точки источника с координатами  $-x_s, -y_s$  идут после линзы  $L_1$  параллельным пучком и дают на расстоянии  $d$  распределение интенсивности пропорциональное, в пределах точности геометрической оптики, величине  $t_1[-x+(d/f)x_s, -y+(d/f)y_s]$ . После прохождения через транспарант  $\tau_2$  лучи фокусируются на фотоприемнике  $D$  в точке  $(x_s, y_s)$ . Интенсивность света в точке фокусировки при этом равна

$$I(x_D = x_s, y_D = y_s) = \\ = k \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_1[(d/f)x_s - x, (d/f)y_s - y] \tau_2(x, y) dx dy \quad (76)$$

Из выражения (3.1) видно, что интенсивность света в плоскости фотоприемника пропорциональна свёртке коэффициентов пропускания транспарантов  $\tau_1$  и  $\tau_2$ .

Необходимо отметить ограничения, присущие рассмотренным схемам: данные на входе и импульсный отклик не могут иметь отрицательные значения; схемы, работающие по принципам геометрической оптики, не могут обрабатывать большие массивы информации, так как они не допускают дифракционных эффектов, неизбежных в высокоинформативных мелкоструктурных изображениях.

Для преодоления указанных ограничений исследователями предлагались различные методы. Один из них основан на применении постоянного смещения в маске импульсного отклика для получения двуполярных сигналов  $\tau_2(x, y) = a + b(x, y)$ . в этом случае функция обработки также содержит постоянную составляющую

$$I = k \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a \tau_1(x, y) dx dy + k \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_1(x, y) b(x, y) dx dy \quad (77)$$

Наличие постоянной составляющей в выходном сигнале приводит к увеличению шумов детекторного узла и требует большого динамического диапазона детектора. Существуют приемы, позволяющие обойти эти проблемы, однако они основаны на модуляции постоянных составляющих с помощью различных решёток и довольно громоздки.

### 2.10.2. Фильтрация в частотной плоскости

При рассмотрении линейных пространственно-инвариантных оптических систем было показано, что в таких системах при монохроматическом освещении амплитуда света на выходе пропорциональна свёртке входной амплитуды и импульсного отклика системы:



$$u_2(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u_1(x_1, y_1) h(x_2 - x_1, y_2 - y_1) dx_1 dy_1, \quad (78)$$

где

$$h(x_2, y_2) = k_2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H(\xi, \eta) e^{-j2\pi(\xi x_2 + \eta y_2)} d\xi d\eta; \quad H(\xi, \eta);$$

– амплитуда света в плоскости зрачка (частотной).

В случае немонахроматического освещения, амплитуды света во входной и выходной плоскостях и импульсный отклик системы являются функциями частоты:

$$u_2(x_2, y_2, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u_1(x_1, y_1, \nu) h(x_2 - x_1, y_2 - y_1, \nu) dx_1 dy_1. \quad (79)$$

Будем рассматривать квазимонохроматическое освещение, при котором полоса частот источника настолько узка, что импульсный отклик можно считать не зависящим от частоты:

$$u_2(x_2, y_2, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u_1(x_1, y_1, \nu) h(x_2 - x_1, y_2 - y_1) dx_1 dy_1. \quad (80)$$

Проинтегрировав световые колебания по всем частотам, получим выражение для комплексного светового колебания на выходе системы в зависимости от времени

$$u_2(x_2, y_2, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u_1(x_1, y_1, t) h(x_2 - x_1, y_2 - y_1) dx_1 dy_1, \quad (81)$$

где  $u_2(x_2, y_2, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u_2(x_2, y_2, \nu) e^{j2\pi\nu t} d\nu$ ;

$$u_1(x_1, y_1, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u_1(x_1, y_1, \nu) e^{j2\pi\nu t} d\nu. \quad (82)$$

Интенсивность света в плоскости изображения:

$$I_2(x_2, y_2, t) = \langle u_2(x_2, y_2, t) u_2^*(x_2, y_2, t) \rangle, \quad (83)$$

где треугольные скобки обозначают усреднение во времени.

Подставляя выражение (3.3) в (3.4), получим

$$I_2(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(x_2 - x_1', y_2 - y_1') h(x_2 - x_1'', y_2 - y_1'') \times \\ \times \langle u_1(x_1', y_1', t) u_1^*(x_1'', y_1'', t) \rangle dx_1' dy_1' dx_1'' dy_1'' \quad (84)$$

Выражение (4.5) справедливо для квазимонохроматического входного освещения с любой степенью пространственной когерентности. Рассмотрим случаи пространственно-когерентного и пространственно-некогерентного освещения системы.

В первом случае зависимость от времени одинакова для всех точек входной плоскости, квазимонохроматическая система линейна относительно

комплексной амплитуды. В этом случае возможна обработка комплексных сигналов и применение комплексных импульсных откликов.

Если освещение предмета абсолютно некогерентно, то разность фаз колебаний в любых двух точках входной плоскости является случайной величиной, много раз меняющейся за время усреднения. Отсюда следует линейность системы по интенсивности; и ее импульсный отклик есть квадрат модуля импульсного отклика, получаемого при когерентном освещении. Также следует, что импульсный отклик является неотрицательной функцией координат. Соответствующая передаточная функция, зависящая от частоты, есть автокорреляционная функция когерентной передаточной функции и имеет вид низкочастотного фильтра, что, вообще говоря, является недостатком таких систем. В случае частичной пространственной когерентности освещения линейная связь как по амплитуде, так и по интенсивности отсутствует.

Преимуществами некогерентных систем с фильтрацией в частотной плоскости по сравнению с когерентными:

- значительно меньшие требования к точности юстировки фильтра;
- на импульсный отклик не влияют фазовые неоднородности входного сигнала. Это позволяет осуществлять запись фильтра с транспаранта со случайной фазовой маской во входной плоскости и использовать регистрирующую среду с низким динамическим диапазоном, так как при использовании случайной фазовой маски резкие выбросы в фурье-образе отсутствуют;
- также снижены требования к оптическому качеству входных устройств, поскольку информация содержится только в интенсивности, а фаза не контролируется.

Для синтеза требуемой оптической передаточной функции некогерентной системы ОПФ  $(\xi, \eta)$  необходимо создать фильтр, модуль импульсного отклика которого удовлетворяет равенству

$$|h(x, y)|^2 = F^{-1}\{\text{ОПФ}(\xi, \eta)\}, \quad (85)$$

а фаза фильтра  $\varphi(\xi, \eta)$  может быть выбрана произвольно:

$$h(x, y) = \sqrt{|h|^2} e^{j\varphi(\xi, \eta)}. \quad (86)$$

Из выражения (86) вычисляется амплитудная передаточная функция фильтра  $H(\xi, \eta) = F\{h(x, y)\}$ , которую затем вычерчивают, как синтезированную на ЭВМ голограмму.

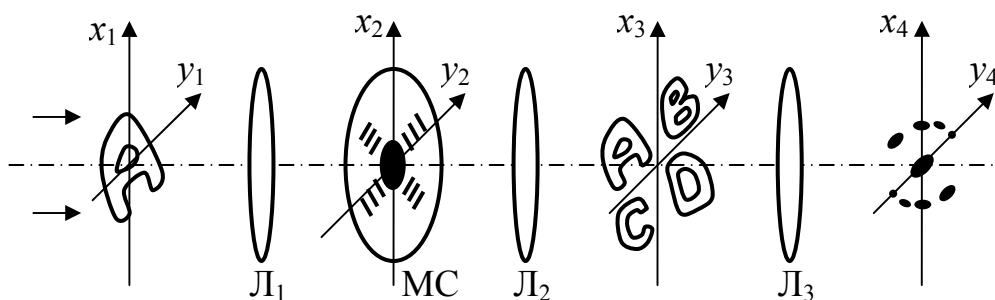


Рис. 26. Пример некогерентной системы обработки информации

В качестве примера рассмотрим (рис. 26) распознавание букв с помощью системы некогерентной пространственной фильтрации.

Система состоит из когерентной и некогерентной частей. В когерентной части системы, состоящей из лазера, входного образа и линзы  $L_1$ , формируется фурье-образ распознаваемой буквы, модуль которого инвариантен к её поперечному и продольному сдвигу. Входным сигналом некогерентного коррелятора является распределение интенсивности света, формируемое в плоскости вращающегося молочного стекла  $MC$  и равное квадрату модуля фурье-образа входного сигнала. Нетрудно показать, что согласованным фильтром в данном случае является сама буква, причём она может быть произвольно сдвинута в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Пользуясь этим свойством, можно разместить рядом несколько фильтров-букв (см. рис. 26). Для разделения корреляционных сигналов, соответствующих разным образам, в выходной плоскости системы в данном эксперименте был использован метод модуляции, состоящий в наложении на фильтры в частотной плоскости дифракционных решеток с различной ориентацией от фильтра к фильтру.

### 2.11. Оптическая обработка сигналов в РЛС с синтезированной апертурой

В радиолокационных и акустических станциях бокового обзора, устанавливаемых на подвижных носителях (самолет, спутник, корабль) используется принцип апертурного синтеза, идея которого состоит в сочетании когерентного приема отраженных целью сигналов со сканированием достаточно большой области регистрации сигналов вследствие движения приемопередатчика сигналов, установленного на носителе. В результате достигается значительное увеличение угловой разрешающей способности  $\Delta\theta$  радио-/звуколокатора, величина которой определяется отношением длины волны  $\Lambda$  излучения к размерам  $D$  антенны приемопередатчика,

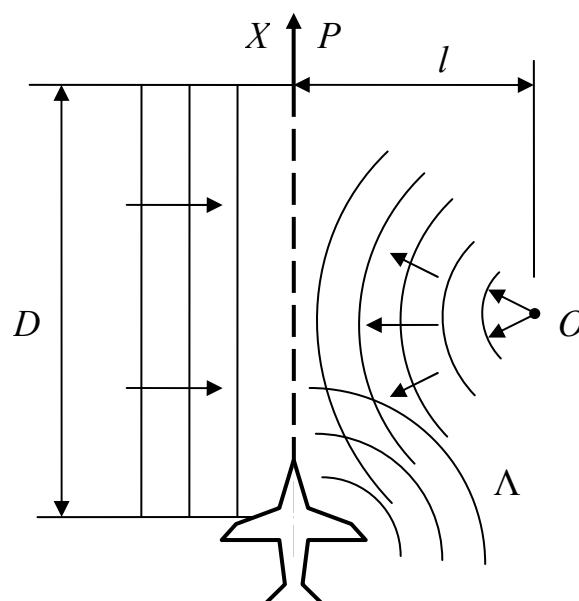


Рис. 27. Запись сигнала в РЛС бокового обзора, установленной на самолете

$$\Delta\theta \approx \frac{\Lambda}{D} = \frac{\Lambda}{Vt} = \frac{\Lambda}{d}. \quad (87)$$

Эффективный размер  $D$  антенны локатора может быть искусственно увеличен («синтезирован») вследствие движения приемника излучения со скоростью  $v$  в течение времени  $t$  когерентного приема сигналов. Принцип действия РЛС бокового обзора поясняется на рис. 27.

Рассмотрим процесс локации с измерением и амплитуды и фазы отраженной волны.

Модель летящего самолета можно представить набором излучателей-приемников, что эквивалентно большой антенне (рис. 28).

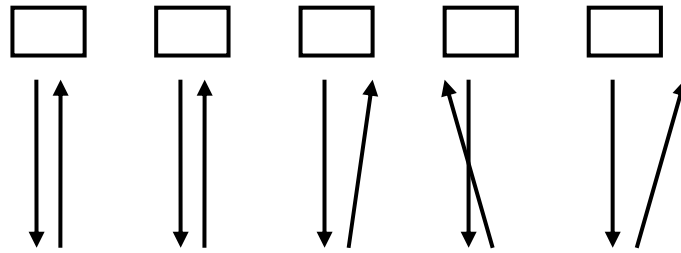


Рис. 28. Принцип работы излучателей-приемников

Каждая пара излучатель-приемник при определенных условиях могут работать независимо от соседей. При регистрации амплитуды и фазы мы получаем всю информацию об исследуемом объекте.

Сигналы, отраженные целью  $O$ , фиксируются вдоль линии движения самолета, при этом фаза опорного сигнала когерентного (гетеродинного или гомодинного) приемника постоянна и аналогична плоскому фронту опорной волны при записи радиоголограммы объекта в плоскости  $P$  на рис. 27. Амплитуда радиосигнала от точечного источника  $O$  соответствует пропусканию синусоидальной зонной пластинки Френеля,

$$t(x) \propto \cos \frac{2\pi}{\Lambda L} (x - x_1)^2, \quad (88)$$

где  $x_1$  – координата центра линии движения самолета.

Отраженный от цели, находящейся справа внизу относительно самолета (рис. 29), сигнал описывается выражением:

$$S_1(t) = \tau_1 \exp \left[ 2\pi j f_r \left( t - \frac{2r}{c} \right) \right], \quad (89)$$

где  $f_r$  – несущая частота сигнала.

$$r = \sqrt{r_1^2 + (x - x_1)^2} \approx r_1 + \frac{(x - x_1)^2}{2r_1},$$

откуда

$$S_1(t) = \sigma_1(x_1, r_1) \exp \left\{ 2\pi j \left[ f_r t - \frac{2r_1}{\lambda_r} - \frac{(x - x_1)^2}{\lambda_r r_1} \right] \right\}. \quad (90)$$

Самолет летит с постоянной скоростью  $V$ :

$$x = Vt.$$

Земля зондируется через интервалы времени, соответствующие зондированию дискретного набора точек  $x_n$ .

$$S(t) = \sum S_n(t) = \sum \delta_n \sigma_1(x_n, r_1) \exp \left\{ 2\pi j \left[ f_r t - \frac{2r_1}{\lambda_r} - \frac{(Vt - x_n)^2}{\lambda_r r_1} \right] \right\}. \quad (91)$$

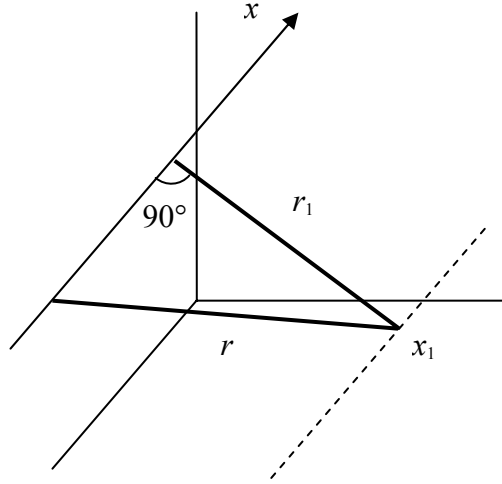


Рис. 29. Геометрическая схема радиолокации

Часто при обработке радиосигналов используют аппаратуру синхронного детектирования для снижения несущей частоты ( $f_r \rightarrow f'_r$ ). Одновременно при этом остается модуль сигнала

$x = V_f t$  – координата на пленке,  $f_x = f'_r/V_f$  – пространственная частота сигнала.

$$t(x, y_1) = t_b - \Re \sum |\sigma_1(x_n, r_1)| \cdot \cos \left\{ 2\pi \left[ f_x x - \frac{2r_1}{\lambda_r} - \frac{1}{\lambda_r r_1} \left( \frac{V}{V_f} x - x_n \right)^2 + \varphi_n \right] \right\}. \quad (92)$$

Или

$$t(x, y_1) = t_b + t_a + t_a^*,$$

где

$$t_a = \frac{\Re}{2} \sum \delta'_n(x_n, r_1) \exp \left\{ j \left[ 2\pi f_x x - \frac{2\pi V}{\lambda_r r_1 V_f} \left( x - \frac{V_f}{V} x_n \right)^2 \right] \right\},$$

где  $\frac{2\pi V}{\lambda_r r_1 V_f} \left( x - \frac{V_f}{V} x_n \right)^2$  – фокусировка каждой точки  $x_n = \frac{V_f}{V} x$ , т.е. почти тоже

самое, что и в голограмме (дифференциальной решетке с переменным шагом). Таким образом, при восстановлении пленки с помощью оптической системы восстанавливаются действительное и мнимое изображения (рис. 30).

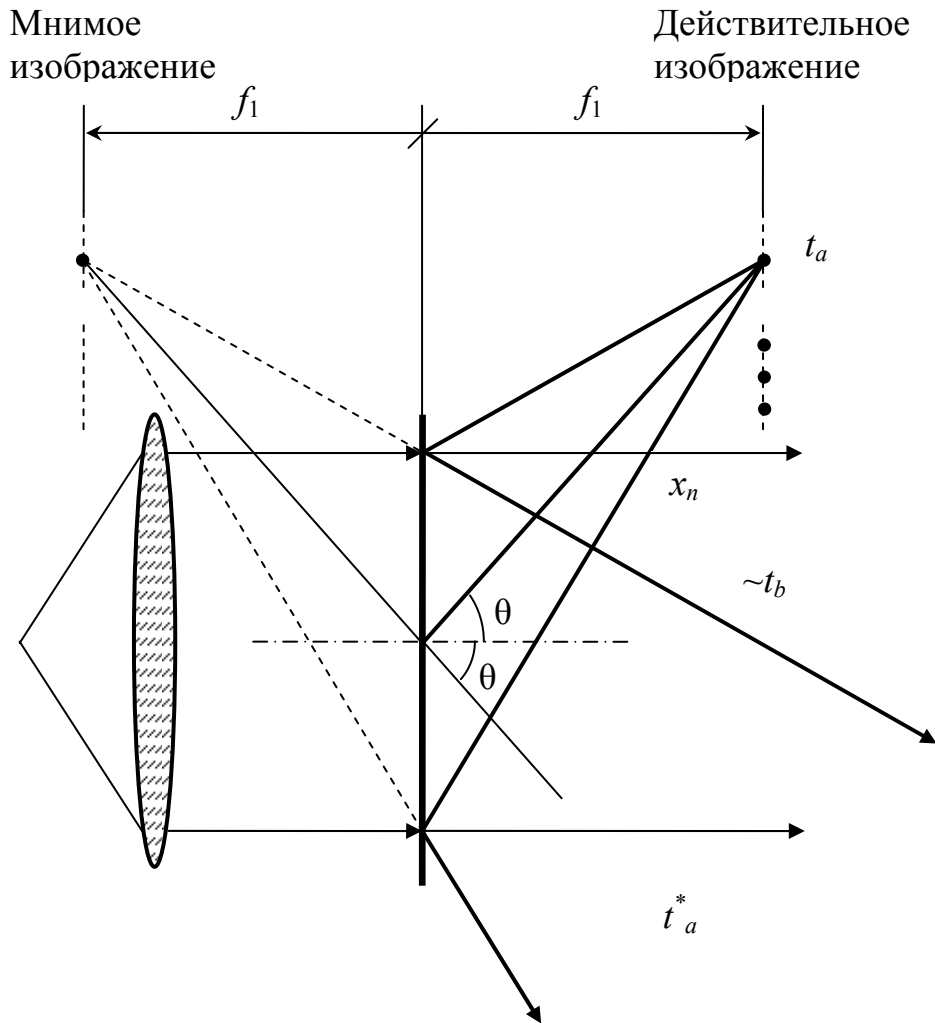


Рис. 30. Обработка радиолокационного сигнала

В этой схеме четко видны азимуты всех зондируемых точек поверхности ( $x_n$ ).

Обработка (когерентное суммирование и нелинейное преобразование) таких сигналов средствами электроники и вычислительной техники при большом объеме регистрируемой информации весьма затруднительна. В то же время, процесс построения радио-изображения цели можно воспроизвести оптическими методами, если изготовить оптический транспарант с амплитудным пропусканием  $T$ , аналогичным (88):

$$T(\xi) \propto \cos \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi - \xi_1)^2, \quad (93)$$

при этом такой оптический транспарант является уменьшенной копией радиоголограммы точечного объекта с масштабным коэффициентом

$$\frac{\xi - \xi_1}{x - x_1} = \frac{d}{D}. \quad (94)$$

При освещении транспаранта плоской световой волной, воспроизводящей форму опорного сигнала при записи радиоголограммы на рис. 12, в результате

дифракции света формируется изображение  $O'$  исходного объекта (рис. 31) с угловым разрешением, определяемым формулой (87).

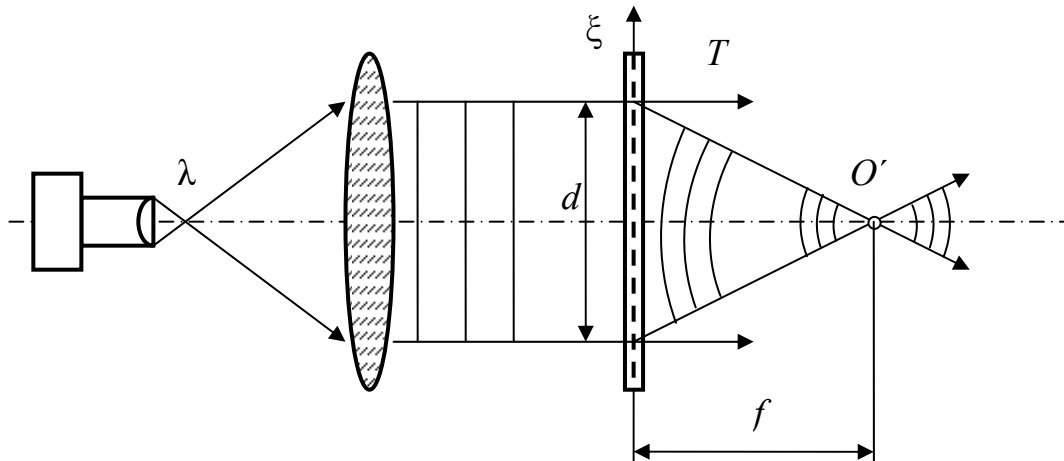


Рис. 31. Восстановление изображения в РЛС бокового обзора

Голограмма точечного объекта является аналогом амплитудной синусоидальной зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием  $f$ . При оптической обработке сигналов РЛС с синтезированной апертурой с помощью специальной техники изготавливается голограмма-транспарант, на которой регистрируется амплитудно-фазовая информация о распределении сложного радиочастотного поля, принимаемого подвижной РЛС. Восстановление радиоизображения источников производится при освещении такой голограммы когерентным пучком света.

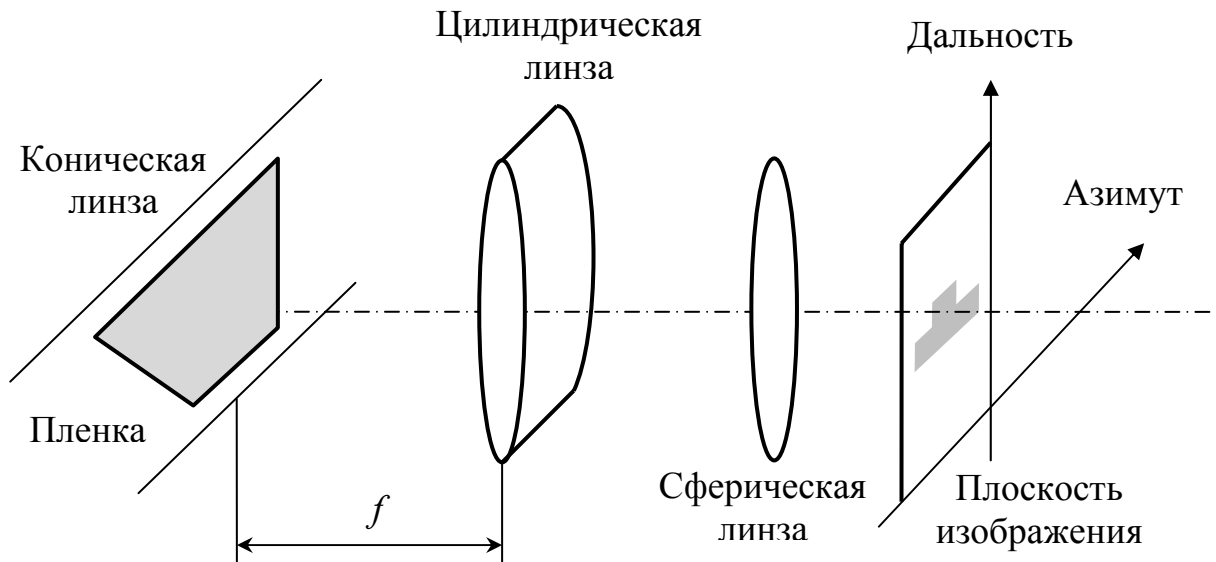


Рис. 32. Оптическая схема для измерения дальности до объекта

Информация о дальности до каждой из точек заключается в каждой строке развертки на пленке (по  $y$  координате). Следовательно, необходимо отобразить изменения пропускания пленки вдоль  $y$  непосредственно в плоскость фокусировки. Точки  $X_n$  надо сфокусировать на экран, перпендикулярно оптической оси дифрагирующего пучка. На практике в оптическом процессоре

РЛС бокового обзора для дополнительной коррекции формы восстановленного волнового фронта используются цилиндрическая и коническая линзы (рис. 32).

Уникальность метода в его производительности и эффективности, а также в подобию радиоволн и оптических сигналов с масштабным коэффициентом. Основной эффект (как и в фильтре Вандер Люгта) в способности устройства регистрировать на пленке как амплитудную характеристику сигнала, так и его фазовые характеристики.

Оптические системы записи и обработки информации в РЛС с синтезированной апертурой технически довольно сложны и дорогостоящи, тем не менее, они имели несомненные достоинства до эпохи создания сверхвысокоскоростных компьютеров. С появлением последних не исключено, что первоначальная чисто электронная обработка сигналов таких РЛС обретет свое «второе рождение».



## Глава 3. Компоненты оптических систем обработки информации

### 3.1. Пространственно-временные модуляторы света

Принципы модуляции света в большинстве случаев основываются на изменении действительной или мнимой части диэлектрической проницаемости среды, приводящем к модуляции фазы или амплитуды проходящего света. Модуляция также возможна при деформации или структурных изменениях среды, приводящих, например, к локальному изменению показателя преломления или рельефа материала, к вращению плоскости поляризации световой волны или к изменению способности рассеивать свет. Деформационные механизмы обладают низким быстродействием и имеют высокую чувствительность к воздействию управляющего сигнала.

Основные методы модуляции:

1. модуляция фазы или поляризация света на основе изменения показателя преломления оптической среды, например в результате электрооптических или акустооптических эффектов в кристаллах или керамике, переориентации молекул жидкого кристалла (ЖК);

2. модуляция поляризации при вращении плоскости поляризации света, например в результате магнитооптических эффектов в кристаллах, переориентации молекул в спирально закрученных ЖК-структурах;

3. модуляция фазы света при изменении показателя преломления, например в результате фазовых переходов в халькогенидных стеклах и ЖК, температурных сдвигов, фотовозбуждения электронов в полупроводниках;

4. модуляция фазы света на основе изменения геометрического рельефа поверхности материала, например вследствие взаимодействия наведенных электростатических зарядов, электрострикции, пьезоэлектрического эффекта;

5. модуляция амплитуды света на основе изменения поглощения света материалом, например в результате фото- или электроиндуцированного изменения электронных состояний в фотохромных и электрохромных материалах, сдвига края полосы собственного поглощения в полупроводниках, изменения в них числа или подвижности носителей;

6. модуляция амплитуды света на основе изменения способности среды рассеивать свет, например в результате структурного упорядочения (разупорядочения) оптической среды – жидкого кристалла, крупнозернистой электрооптической керамики.

Преобразование одного вида модуляции в другой осуществляется с помощью поляроидов, фазовых пластинок, интерферометров, при дифракции света и т.д.

В основе действия современных пространственно-временных модуляторов света (ПВМС) лежат различные температурные, электрооптические, магнитооптические, акустооптические и др. эффекты – явления Погкельса, Керра, Фарадея, дифракция Брэгга и др.

Пространственно-временные модуляторы изготавливаются в виде электрически (ЭУТ) либо оптически (ОУТ) управляемых оптических транспарантов (ОТ) и характеризуются следующими параметрами

- размеры линейной апертуры, мм,
- число элементарных ячеек,
- разрешающая способность, лин/мм,
- рабочие и управляющие (для ОУТ) длины волн, нм,
- величина управляющего напряжения (для ЭУТ), В,
- коэффициент контраста (равен отношению разности максимального и минимального пропускания транспаранта к их сумме),
- быстродействие (время релаксации ПВМС),
- нелинейность передаточной характеристики,
- шумы.

Типичные размеры линейной апертуры ПВМС 20-30 мм.

### 3.1.1. Электрически управляемые модуляторы света

Мембранный ЭУТ выполнен в виде двумерной решетки элементарных отражающих свет ячеек, устройство которых показано на рис. 33, а.

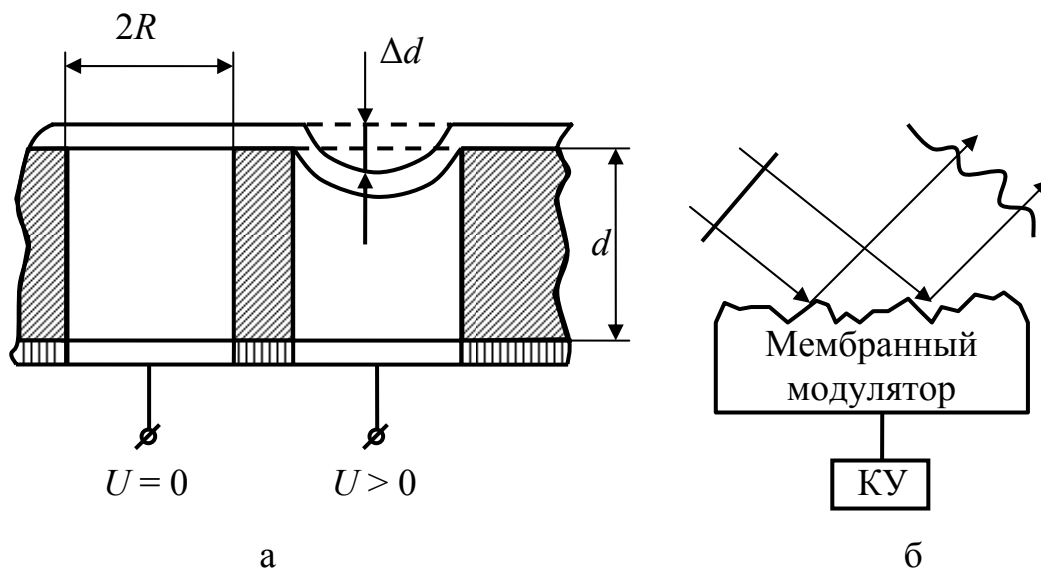


Рис. 33. Схема мембранного ЭУТ

Под действием электрического поля  $U$  тонкая проводящая отражающая свет мембрана прогибается, при этом относительная величина прогиба равна

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{R^2}{F_s^2} U^2, \quad (95)$$

где  $U$  – напряжение, подаваемое на электрод ячейки,  $F_s$  – сила поверхностного натяжения пленки. Методами технологии интегральной электроники изготавливаются мембранные ЭУТ с толщиной мембраны 0,1 мкм, радиусом  $R$  ячейки 10 – 20 мкм, периодом решетки 40 – 50 мкм и общим числом ячеек, например, 128x128. Величина прогиба мембраны составляет около одной десятой длины световой волны, что достаточно для заметной фазовой

пространственной модуляции отраженного ЭУТ света (рис. 33, б). Управление ячейками ЭУТ производится посредством системы токопроводящих адресных шин с помощью электронного командного устройства (КУ), связанного с компьютером. Мембранный ЭУТ обеспечивает пространственное разрешение величиной около 20 лин/мм и обладает высоким быстродействием – время переключения ячеек до 0,1 мкс.

Разработаны ЭУТ в виде электровакуумных приборов с электронно-лучевым управлением пропускания функциональных устройств транспарантов. Одним из первых известных ЭУТ такого типа является ПВМС «Эйдофор», принцип действия которого поясняется на рис. 34.

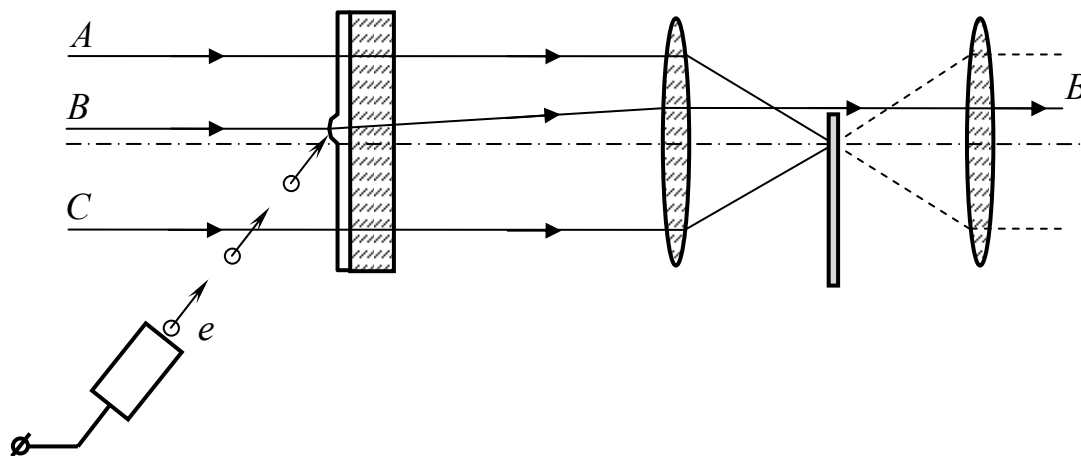


Рис. 34. Принцип действия ЭУТ «Эйдофор»

Рабочая поверхность ПВМС «Эйдофор» выполнена в виде тонкой масляной (полимерной) пленки толщиной 0,2 – 0,6 мкм на поверхности стеклянной пластины. Под действием электронного пучка ( $U \approx 20$  кэВ) пленка испытывает локальные температурные деформации величиной около  $\lambda/10$ . Вследствие рефракции изменяется направление светового луча, проходящего через данный участок пленки. Посредством теневой («шлирен»-) системы, включающей два объектива с установленной между ними в центре фокальной плоскости диафрагмой («ножом Фуко», выполняющим роль фильтра нулевых пространственных частот), обеспечивается амплитудная модуляция проходящего через пластину пучка света.

Хотя эффективность использования энергии источника света здесь невысока (около 1 %), система «Эйдофор» обладает высокими, около 30 лин/мм, разрешающей способностью, контрастом 1:100 и быстродействием – смена кадра происходит в течение 0,03 с. Такая система впервые использовалась для проекции ТВ-изображений на большой экран.

Другим примером электровакуумного ЭУТ является ПВМС «Титус», в основе принципа действия которого лежит линейный электрооптический эффект Погкельса (рис. 35). Пластина из электрооптического кристалла DKDP ( $KD_2PO_4$ ), находящегося при температуре  $-60$  °С (для охлаждения кристалла применяются термоэлементы Пельтье), сканируется электронным лучом, который создает заданный рельеф электрического потенциала  $V(x,y)$  (и соответствующее градиенту потенциала распределение локального

электрического поля) вблизи поверхности кристалла. Под действием электрического поля, вследствие эффекта Поккельса, величина двулучепреломления в разных участках  $(x,y)$  кристаллической пластины прямо пропорциональна величине  $E_z \sim \nabla V(x,y)$  продольной составляющей напряженности электрического поля,

$$\Delta n_{x,y} = n_x - n_y = n^3 r E_z(x,y). \quad (96)$$

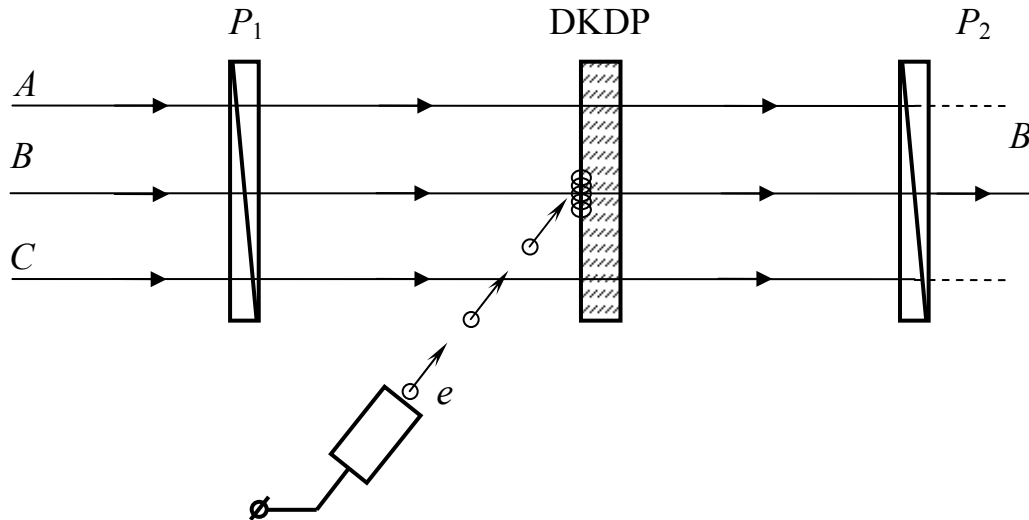


Рис. 35. ПВМС «Титус»

Здесь  $n$  – показатель преломления,  $r$  – электрооптический коэффициент,  $E_z$  – локальная напряженность электрического поля.

Пластина кристалла помещается между скрещенными линейными поляризаторами  $P_1$  и  $P_2$  (рис. 35), при этом распределение мощности излучения в плоскости сечения пучка света на выходе такой оптической системы представляется формулой

$$I(x,y) = I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi V(x,y)}{2 V_0} \right). \quad (97)$$

где  $V_0$  – полуволновое напряжение,  $V(x,y)$  – разность потенциалов в области  $(x,y)$  поверхности пластины.

ЭУТ «Титус» может использоваться в качестве амплитудного, либо фазового (при отсутствии линейного поляризатора на выходе системы) пространственного модулятора с разрешающей способностью около 30 лин/мм, временем переключения 10 мкс, коэффициентом контраста 1:100.

ЭУТ на основе электрооптической керамики обладают преимуществами перед электровакуумными ПМВС, благодаря сравнительно низкой стоимости. Рабочим материалом здесь является пластина из поликристалла цирконата-титаната свинца, легированного лантаном (ЦТСЛ), толщиной около 100 мкм. В такой пьезокерамике образуются области спонтанной электрической поляризации (домены), вектора ориентации которых в отсутствие внешнего поля расположены хаотично – рис. 36, а. При прохождении света через ЦТСЛ состояние поляризации света изменяется незначительно, так как средняя величина двулучепреломления при этом близка к нулю. При действии

внешнего электрического поля, что обеспечивается созданием потенциального рельефа решеткой прозрачных электродов на поверхности ЭУТ, направления векторов спонтанной поляризации доменов керамики выстраиваются вдоль вектора внешнего поля. Вследствие продольного электрооптического эффекта Погкельса в разных участках ЦТСЛ средняя величина двулучепреломления становится отличной от нуля, что приводит к изменению поляризации света, проходящего через данный участок ЭУТ (рис. 36, б). Пьезокерамические ЭУТ содержат до 10 000 ячеек размерами 0,3x0,3 мм, прозрачны в широком диапазоне длин волн 0,6 – 6,0 мкм, характеризуются высоким (1:500) контрастом и высокой, до 0,1 мс скоростью срабатывания.

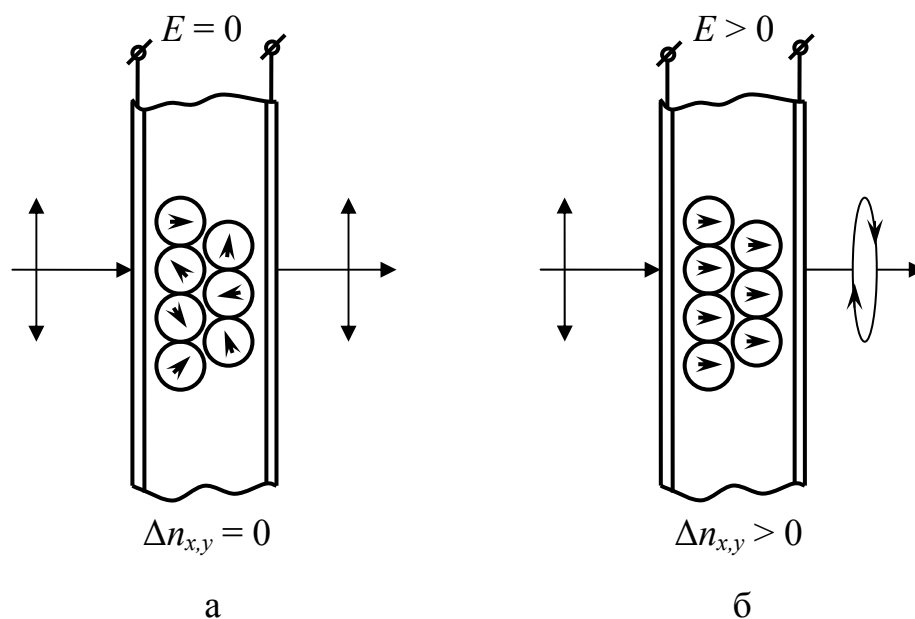


Рис. 36. Пьезокерамический ЭУТ

### 3.1.2. Оптически управляемые ПМВС

Одним из первых оптически управляемых ПМВС явился ОУТ «Фототитус», принцип действия которого поясняется на рис. 37.

В основе действия такого ОУТ лежит продольный электрооптический эффект Погкельса в тонкой, толщиной 0,15 мм, пластине кристалла DKDP. В отличие от ЭУТ «Титус», пространственный зарядовый рельеф вблизи поверхности кристалла создается не электронным пучком, а электрическими зарядами, возникающими в результате внутреннего фотоэффекта в слое фотопроводника – селена, находящегося в контакте с кристаллом. Между слоем селена толщиной 10 мкм и кристаллом DKDP расположено диэлектрическое зеркало (многослойное интерференционное покрытие) с высоким коэффициентом отражения на длине волны считывания 633 нм. Разность потенциалов прозрачных электродов, расположенных на внешних поверхностях ОУТ, около 100 В. Поглощение излучения на длине волны записи 300 – 400 нм вызывает образование электронов проводимости в слое селена, которые под действием внешнего электрического поля дрейфуют к границам

пластины и создают требуемый пространственный зарядовый рельеф, следовательно, и различной величины продольное электрическое поле в пластине кристалла. В результате искусственного двулучепреломления в кристалле осуществляется пространственная модуляция поляризации излучения считывающего пучка света. ОУТ «Фототитус» при апертуре 30 мм имеют разрешение до 40 линий/мм, контраст 1:100. Недостатком этого ОУТ является необходимость охлаждения кристалла до  $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$  (ниже точки Кюри).

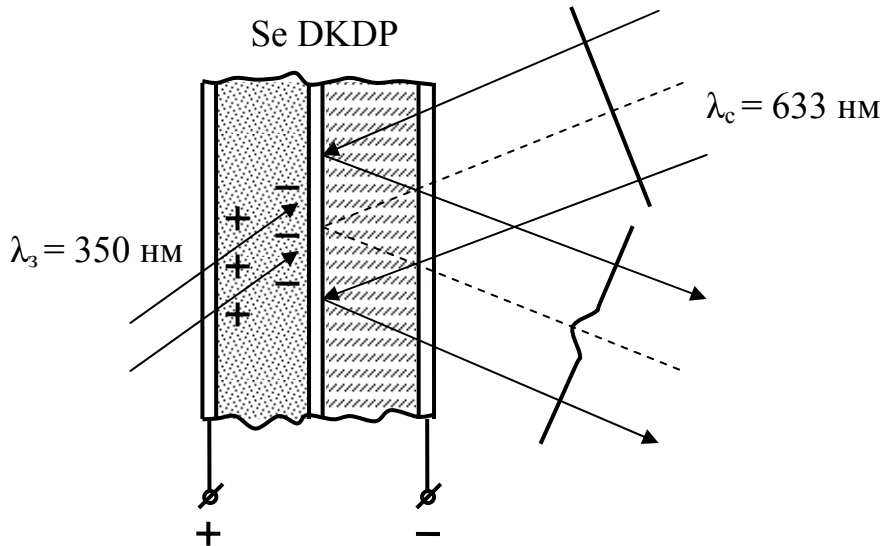


Рис. 37. ОУТ «Фототитус»

Примером ПВМС, в котором используются как электрооптические так и полупроводниковые свойства одного кристалла является ОУТ «ПРОМ», принцип действия которого поясняется на рис. 38.

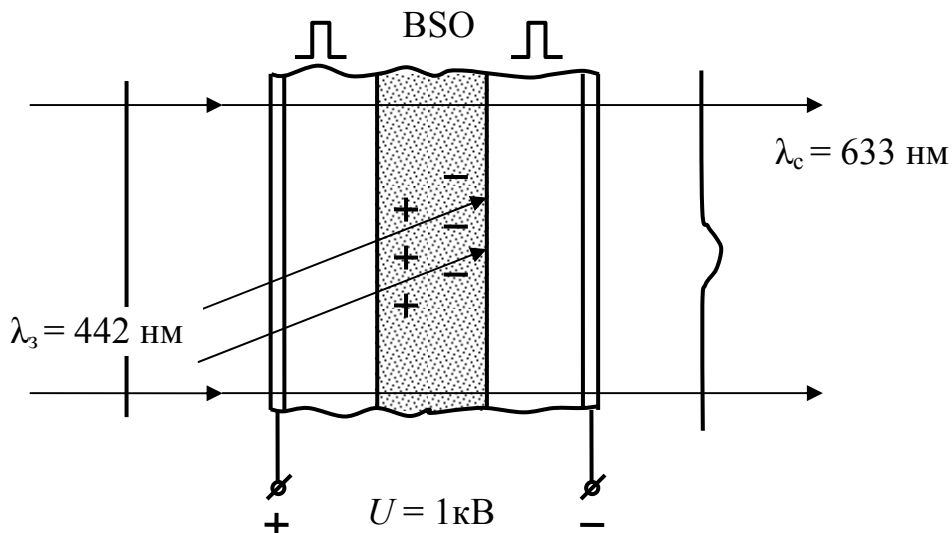


Рис. 38. ОУТ «ПРОМ»

Основой ПВМС ПРОМ является пластина из высокоомного кристалла силиката либо германата висмута (BSO) толщиной 100 мкм. По бокам пластины размещены слои изоляторов (органический диэлектрик парилен толщиной 3 мкм) и прозрачные электроды. В режиме записи при освещении

участка кристалла синим или ультрафиолетовым светом ( $\lambda = 442$  нм) в результате внутреннего фотоэффекта образуются носители заряда, которые под действием внешнего поля дрейфуют к границам кристалла и захватываются ловушками, создавая в соответствующем участке кристалла заданный рельеф электрического потенциала. Локальное электрическое поле вследствие продольного электрооптического эффекта Поккельса создает искусственное двулучепреломление в кристалле, приводящее к фазовой или амплитудной (при использовании внешних поляризаторов) пространственной модуляции считываемого света на длине волны 633 нм. ОУТ «ПРОМ» характеризуется высоким контрастом (лучше 1:1000) и низким, до 10 лин/мм пространственным разрешением. Такие ПВМС обычно используются для преобразования некогерентного изображения в когерентное, например, на длине волны гелий-неонового лазера, равной 633 нм.

Помимо отмеченных типов ПВМС, в настоящее время разработаны и постоянно совершенствуются управляемые пространственные модуляторы на основе термопластиков, жидких кристаллов, магнитооптических материалов, полупроводниковых структур и др. Благодаря использованию современных технологий оптики и микроэлектроники, в последние годы в этих областях достигнуты весьма высокие характеристики таких устройств.

### 3.1.3. Жидкокристаллические ПВМС

Жидкие кристаллы – вещество, находящее в промежуточной фазе агрегатного состояния между жидкостью и твердым телом. Молекулы ЖК имеют вытянутую форму, и направление основной оси называется директором. По способу ориентации директора различают 3 типа ЖК: нематики, смектики, холестерики. Наиболее простой структурой обладают нематические ЖК (НЖК). На всю толщину слоя ЖК директор имеет одно направление, параллельное ограничивающим плоским поверхностям.

Почти во всех ЖК-фазах наблюдаются электрооптические эффекты, обусловленные только взаимодействием ЖК с электрическим полем (ориентационные или полевые эффекты), и эффекты, в которых помимо диэлектрических сил чувствует проводимость ЖК, так называемые электродинамические неустойчивости. Особое место занимают эффекты, вызванные тепловым действием электрического тока, точнее рассеянием электрической мощности, подводимой с помощью системы электродов к слою ЖК.

Деформация директора НЖК вызывает соответствующие изменения его оптических свойств (двулучепреломления, оптической активности, пропускания, рассеивающей способности и др.) и электрических свойств (емкости, проводимости, поверхностной поляризации и др.).

Среди электрически управляемых ЖК ПВМС с амплитудной модуляцией света наиболее распространенными являются приборы на основе твист-эффекта. Для них характерны высокая однородность модуляционной характеристики по площади модулятора, хороший контраст (более 100:1) и слабая зависимость оптического отклика от длины волны.

Твист-эффект проявляется в виде комбинации продольного, поперечного изгиба и кручения (рис. 38). Отклонение директора характеризуется двумя углами  $\theta(z)$  и  $\varphi(z)$ .

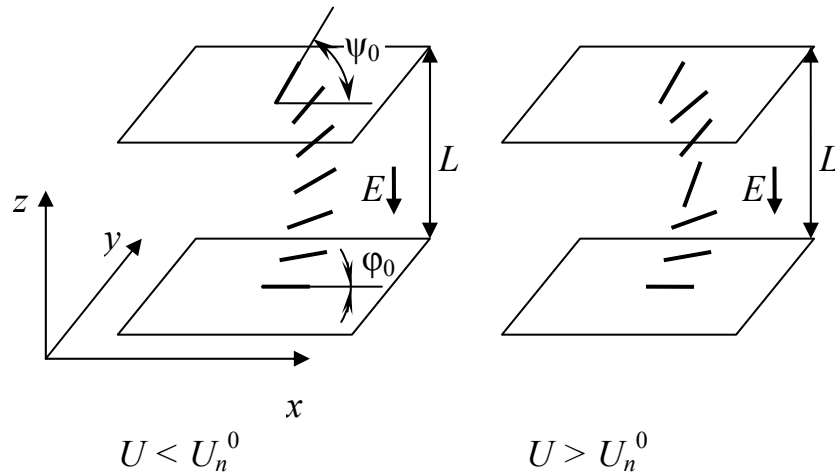


Рис. 38. Твист-эффект: слева – ориентация молекул в исходной структуре с углом закрутки  $\psi_0$ , справа – деформированное состояние

Если пороговое напряжение превышено, то директор из равномерно закрученного состояния ( $\theta = 0$ ,  $\varphi = \psi_0 z/L$ ) постепенно переходит в близкое к гомеотропному, когда  $\varphi \rightarrow \pi/2$ , а азимутальный угол  $\theta$  скачкообразно изменяется в центре слоя (рис. 39).

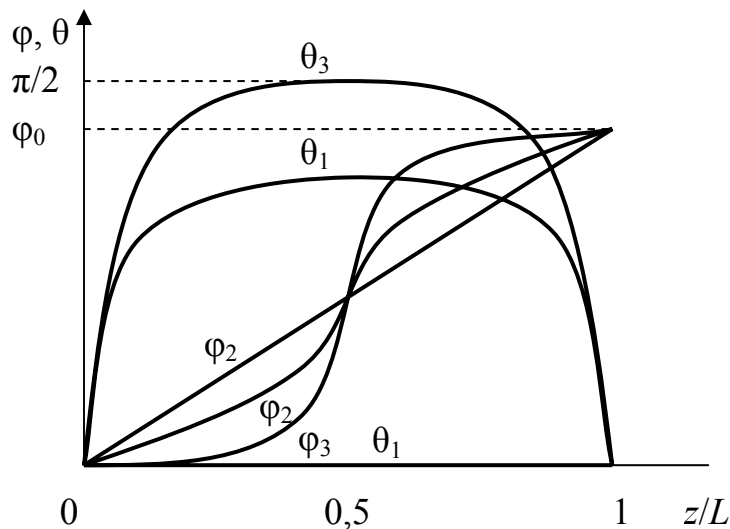


Рис. 39. Твист-эффект: слева – ориентация молекул в исходной структуре с углом закрутки  $\psi_0$ , справа – деформированное состояние

Оптические свойства при твист-эффекте характеризуются не только двулучепреломлением, но и оптической активностью. Угол поворота плоскости поляризации равен  $\psi_0$  для света, электрический вектор которого параллелен или перпендикулярен директору на передней границе слоя НЖК ( $\varphi_0 = 0; \pi/2$ ), причем свет на выходе ячейки остается плоскополяризованным пропускание ячейки в скрещенном положении имеет минимум при  $\psi_0 = \pi/2$  и  $\varphi_0 = 0; \pi/2$ . увеличение напряжения на ячейке приводит к модуляции ее пропускания.



При этом порог оптического отклика зависит от длины волны модулируемого света.

ЖК ПВМС обладают хорошей разрешающей способностью и временными характеристиками. По параметру наиболее высокого разрешения особое место занимают ЖК-структуры с фотослоем на основе полиимида. Максимальное разрешение порядка  $1500 \text{ мм}^{-1}$  по уровню 0,1 ЧКХ и дифракционная эффективность на уровне теоретического предела (33,9 %) для тонких фазовых голограмм на достаточно высоких пространственных частотах  $100 - 150 \text{ мм}^{-1}$ , когда для ЖК ПВМС с фотослоем a-Si:H составляет всего 5 %, а разрешение по уровню 0,1 дифракционной эффективности –  $120 \text{ мм}^{-1}$ . разрешение модуляторов с фотослоем ZnSe по уровню 0,5 ЧКХ составляет  $35 \text{ мм}^{-1}$ .

### 3.1.4. Акустооптические модуляторы и спектроанализаторы

С целью амплитудной, фазовой и частотной модуляции света в оптических системах обработки информации нередко используются акустооптические модуляторы (АОМ). Действие АОМ основано на дифракции света на динамической фазовой дифракционной решетке, образующейся в результате распространения в оптически прозрачной среде акустических волн. Так бегущая акустическая волна создает в изначально однородной среде периодические изменения плотности, следовательно, и изменения показателя преломления среды,

$$n(z) = n_0 + \Delta n \sin \left[ 2\pi f \left( t - \frac{z}{V} \right) \right], \quad (98)$$

где  $n_0$  – средний показатель преломления материала,  $f$  – частота волны,  $V$  – скорость звуковой волны. Амплитуда модуляции показателя преломления среды равна

$$\Delta n = -\frac{n_0^3}{2} p \sqrt{\frac{2W}{CV}}, \quad (99)$$

где  $p$  – упругооптическая постоянная среды,  $W$  – мощность звука,  $C$  – модуль упругости материала звукопровода. Длина  $\Lambda$  звуковой волны в таком звукопроводе равна

$$\Lambda = \frac{V}{f}. \quad (100)$$

В зависимости от числа образующихся дифракционных порядков, различают многопорядковый (Рамана-Ната) и однопорядковый (Брэгга) режимы дифракции света на объемных фазовых периодических структурах. Границы этих режимов определяются значением безразмерного параметра Кляйна-Кука,

$$Q = \frac{2\pi\lambda T}{n_0\Lambda^2}, \quad (101)$$

где  $T$  – поперечные размеры звукопровода,  $\lambda$  – длина волны дифрагирующего света. Режим дифракции Рамана-Ната достигается при малых значениях  $Q \sim 1$ , режим Брэгга – при  $Q > 10$ .

В случае дифракции Рамана-Ната световое поле рассматривается как результат прохождения света через тонкую чисто фазовую пластинку с переменным во времени и пространстве показателем преломления (можно рассматривать как фазовую дифракционную решетку, перемещающуюся со скоростью звука). Проходя через акустическое поле свет дифрагирует на неоднородностях показателя преломления.

При значениях  $Q \ll 1$  фазовая решетка может быть представлена плоской, дифракция будет происходить при любом угле падения. Дифракционная картина будет содержать большое число максимумов с симметричным распределением интенсивности света относительно нулевого порядка (рис. 40).

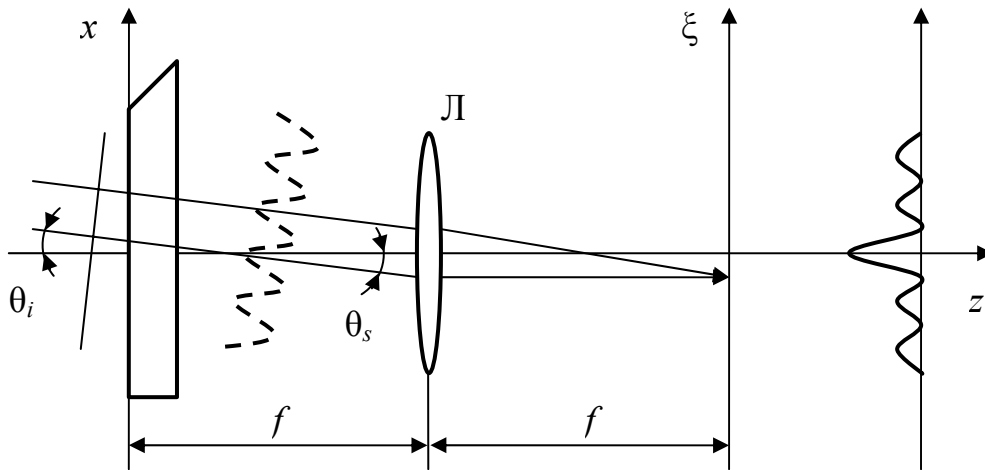


Рис. 40. Дифракция Рамана-Ната

Эффективность модуляции световой волны акустическим сигналом описывается соотношением

$$\eta = I_{\pm 1} / I_0, \quad (102)$$

где  $I_{\pm 1}$  – интенсивность света в одном из первых дифракционных порядков,  $I_0$  – интенсивность падающего света. Соответствующие модуляционные кривые приведены на рис. 41.

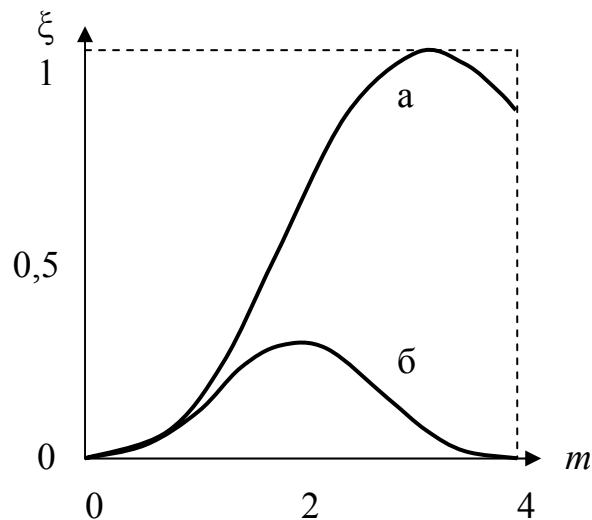
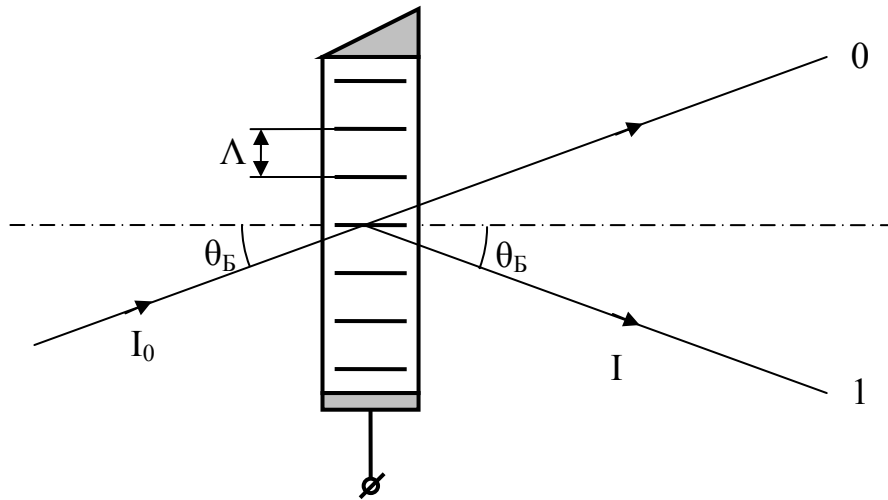


Рис. 41. Модуляционные характеристики АОМ в режимах дифракции Брэгга (а) и Рамана-Ната (б)

Благодаря высокой эффективности дифракции, наиболее практичен режим



дифракции Брэгга, схема которого показана на рис. 42.

Рис. 42. Дифракция Брэгга на акустической объемной дифракционной решетке

Бегущая акустическая волна создается пьезоэлектрическим излучателем звука, закрепленным на нижнем (см. рис. 42) торце звукопровода. На противоположном верхнем торце звукопровода обычно размещается поглотитель звука. В фиксированный момент времени распределение величины показателя преломления вдоль оси звукопровода показано на рис. 43.

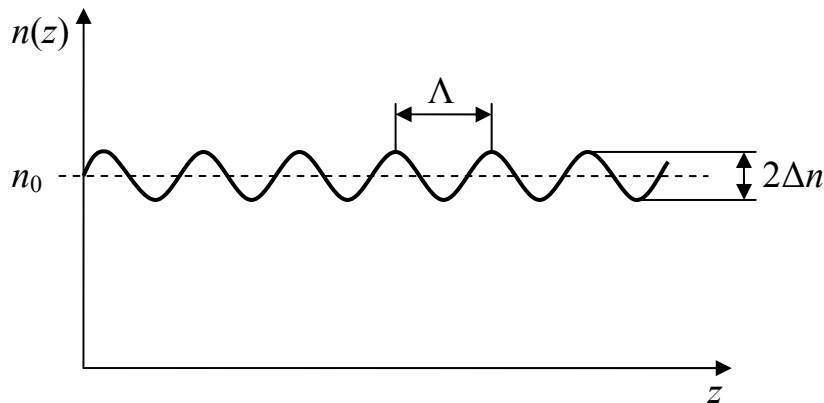


Рис. 43. Фазовая дифракционная решетка, образованная акустической волной в фиксированный момент времени

Для эффективной дифракции необходимо выполнение специального соотношения (условия Брэгга) между длиной волны  $\lambda$  дифрагирующего света, периодом  $\Lambda$  решетки и углом  $\theta_B$  падения света на дифракционную решетку,

$$\lambda = 2n_0\Lambda \sin \theta_B, \quad (103)$$

где  $\theta_B$  – угол падения света, измеренный в среде (угол Брэгга).

Дифракционная эффективность  $\eta$ , равная отношению  $I$  мощности дифрагированного света к мощности  $I_0$  падающего света, у пропускающих фазовых решеток Брэгга периодически зависит от толщины  $T$  звукопровода и других параметров дифракции,

$$\eta = \frac{I}{I_0} = \eta_0 \sin^2 \left( \frac{\pi \Delta n T}{\lambda \cos \theta_B} \right). \quad (104)$$

Изменяя мощность  $W$  акустической волны в звукопроводе (см. (58)), можно достичь величины аргумента синуса в (104), равной  $\pi/2$ , при этом эффективность  $\eta$  дифракции света может приближаться к 100%.

Отличительной особенностью дифракции Брэгга являются высокие угловая (рис. 44 а) и спектральная (рис. 44 б) селективности дифракции.

Для пропускающей решетки Брэгга спектральная селективность  $\Delta\lambda/\lambda$  дифракции определяется соотношением

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2n_0 T \sin \theta}, \quad (105)$$

а угловая селективность  $\Delta\theta$  соотношением

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{2n_0 T \cos \theta}. \quad (106)$$

Заметим, что при дифракции света на бегущей акустической волне частота света, дифрагирующего в первом порядке, всегда сдвинута относительно частоты падающего света на величину частоты звуковой волны. При этом знак смещения частоты, подобно эффекту Доплера, определяется направлением звука относительно падающего луча света (например, на рис. 42 частота дифрагированного света меньше частоты падающего света на величину  $F$ ). Это свойство используется в устройствах плавной регулировки частоты света, применяемых в интерферометрах, системах оптического гетеродина, в волоконных гироскопах и др.

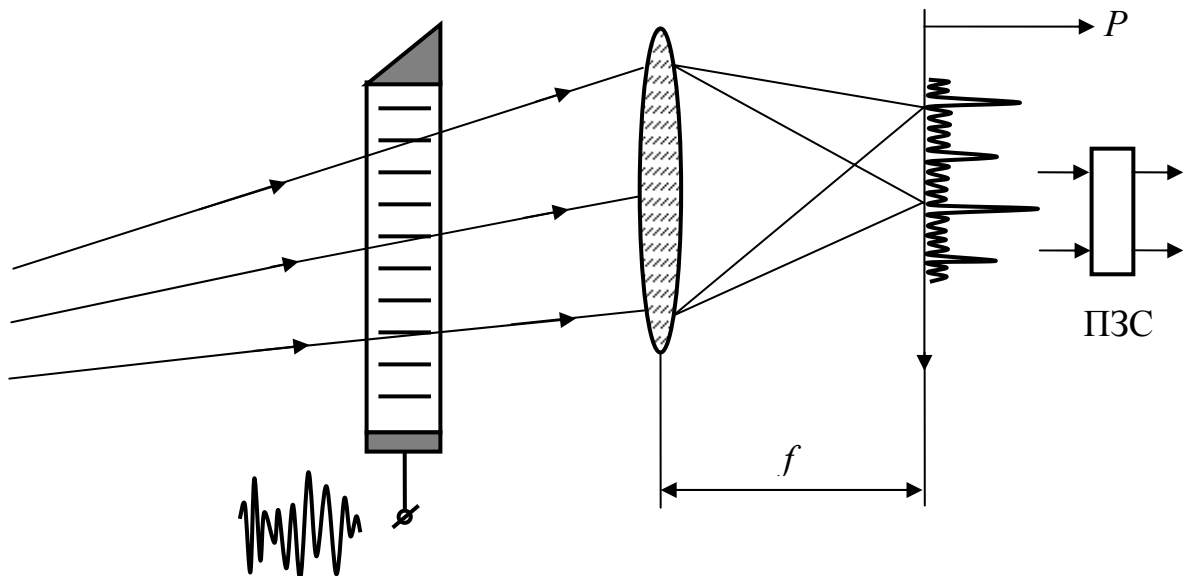


Рис. 44. Угловая (а) и спектральная (б) селективности дифракции

Акустооптические модуляторы, действующие в режиме дифракции Брэгга, используются в качестве устройств ввода информации в оптические корреляторы СВЧ-сигналов. Например, при подаче на брэгговский ультразвуковой преобразователь линейно-частотно-модулированного (ЛЧМ)

сигнала, АОМ приобретает свойства цилиндрической фокусирующей линзы – см. рис. 45 (здесь падающий свет имеет расходимость большую, чем угловая селективность дифракции).

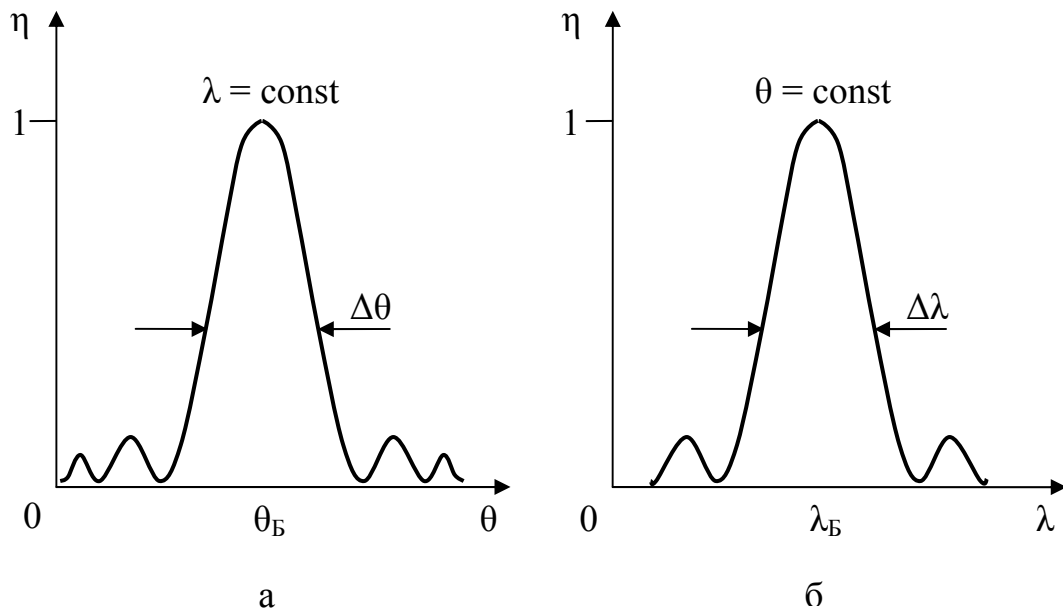


Рис. 45. АОМ, возбуждаемый линейно-частотно-модулированным сигналом

Расположив в фокальной плоскости такой акустической линзы диафрагму с отверстием в точке фокуса и фотоприемник, получаем коррелятор (согласованный фильтр) ЛЧМ-сигнала заданных формы и частоты. При этом диафрагма здесь играет роль оптического пространственного фильтра (ПФ), согласованного с принимаемым сигналом, а фотоприемник, расположенный за диафрагмой, регистрирует сигнал отклика такого фильтра.

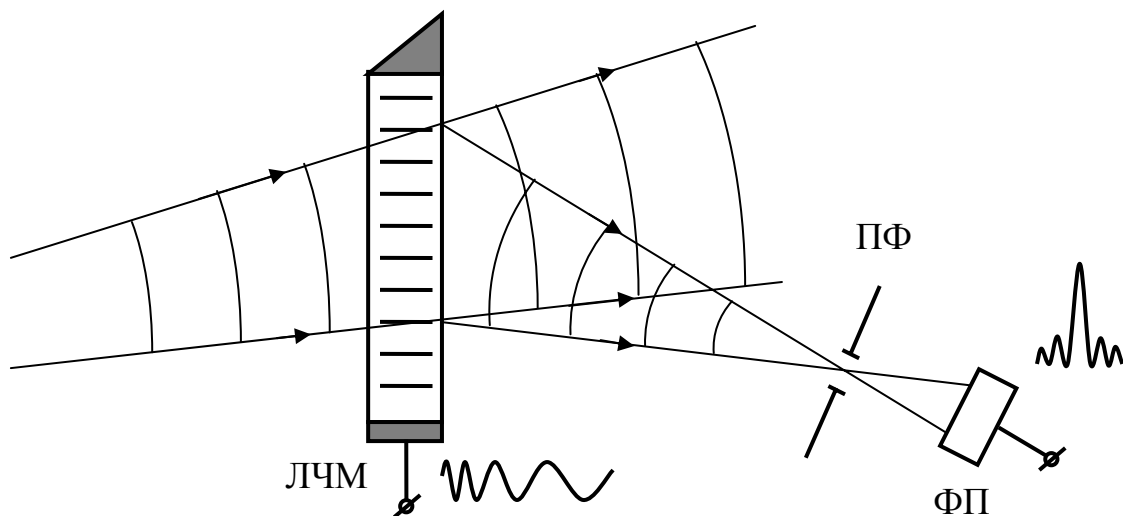


Рис. 46. Оптический спектральный анализатор СВЧ-сигналов

Пример применения АОМ в спектроанализаторе СВЧ-сигналов с несущей частотой в десятки-сотни (или более) МГц показан на рис. 46.

Радиочастотный СВЧ-сигнал возбуждает в звукопроводе акустические колебания, пространственный спектр которых определяется спектром СВЧ-сигнала и передаточной характеристикой электроакустического преобразователя. При освещении АОМ расходящимся светом в фокальной плоскости линзы формируется фурье-спектр оптического сигнала, дифрагирующего на АОМ. Каждой фурье-гармонике этого спектра соответствует определенная фурье-компонента спектра анализируемого СВЧ-сигнала. Распределение мощности света в фокальной плоскости линзы, отображающее спектр СВЧ-сигнала, регистрируется, например, с помощью линейки ПЗС.

### 3.2. Голографические оптические элементы

Одно из наиболее значимых приложений голографии – разработка голограммных оптических элементов (ГОЭ) и создание на их основе новых высокопроизводительных элементов и устройств. Голография позволяет создавать новые типы оптических элементов и систем, имеющих такие функциональные характеристики, которые трудно, а в ряде случаев и невозможно, реализовать с помощью традиционных оптических систем. К ним относятся: голографические дифракционные решетки, отличающиеся от обычных отсутствием духов и более низким уровнем светорассеяния; голограммные линзы, обладающие изображающими свойствами бесконечно тонких линзовых компонентов; спектрально-селективные элементы для проецирования информации в поле зрения оператора; формирователи точных волновых фронтов, зеркала телескопов, несущие на своей поверхности голограммную структуру и обладающие за счет этого двумя эффективными центрами кривизны.

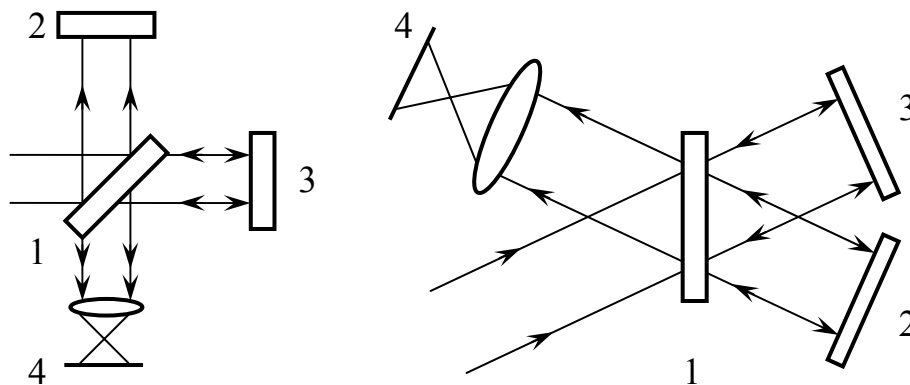


Рис. 47: а – интерферометра Майкельсона с традиционным светоделителем, б – с полифункциональным ГОЭ: 1 – светоделитель; 2,3 - плоские глухие зеркала; 4 – плоскость регистрации дифракционной картины

Среди известных ГОЭ существует группа элементов, не имеющая аналогов среди традиционных оптических элементов, действие которых может быть представлено в виде нескольких последовательных преобразований волновых фронтов, называемые полифункциональными. Полифункциональность может

обеспечиваться внутренней структурой элемента, либо особенностями реализуемого через него хода лучей.

Сравним два варианта интерферометра Майкельсона: с традиционным светоделителем (рис. 47, а) и полифункциональным ГОЭ (рис. 47, б).

При использовании обыкновенного светоделителя (рис. 47, а) его деформация вызывает локальную дополнительную разность хода, которая приводит к искривлению интерференционных полос. Наибольший вклад в искривление вносит форма первой (слева направо) поверхности светоделителя, т.к. от этой поверхности отражается пучок света, падающий на зеркало 2. Дополнительная разность хода оказывается в 4–5 раз больше, чем ошибка формы.

Полифункциональный ГОЭ обеспечивает существенно более низкую чувствительность наблюдаемой интерференционной картины к качеству поверхности светоделителя. Параллельный восстанавливающий пучок лучей падает на голографический светоделитель 1 (рис. 47, б), представляющий собой голографическую решетку, записанную с помощью двух параллельных пучков лучей, разделяется на два параллельных пучка, соответствующих нулевому и первому порядку дифракции. Пучок, соответствующий нулевому порядку направляется на зеркало 3, установленное перпендикулярно направлению распространения восстанавливающего пучка лучей, отражается и вновь проходит диафрагму в первом порядке дифракции. Другой пучок падает на зеркало 2, отражается и проходит голограмму в нулевом порядке. Восстановление производится лучом, отраженным от зеркала 3, теперь он выступает в качестве опорного.

В обеих ветвях интерферометра Майкельсона с ГОЭ излучение проходит через светоделитель дважды и ни разу не отражается от него, значительно уменьшая ошибку поверхности. В случае равноплечего интерферометра с абсолютно плоскими зеркалами и равными по величине углами падения пучков на ГОЭ чувствительность к ошибкам отсутствует полностью.

### 3.2.1. Отражательные голографические оптические элементы

Полифункциональность отражательных рельефно-фазовых ГОЭ позволяет создавать на их основе уникальные оптические системы, например, зеркальный объектив свободный от экранирования в центра поля. Рассмотрим рис. 48, на котором изображен обычный двухзеркальный объектив (слева) и голограммный (справа).

Обычный объектив может использоваться только в пределах небольшого участка вблизи его оптической оси из-за больших полевых аберраций, что обуславливает наличие экранирования части поверхности главного зеркала  $M_1$  вторичным зеркалом  $M_2$ , приводящего к снижению коэффициента передачи модуляции объектива в области низких пространственных частот. Голограммный двухзеркальный объектив состоит из двух отражательных зеркально-фазовых ГОЭ  $H_1$  и  $H_2$ , которые по форме полностью идентичны зеркалам  $M_1$  и  $M_2$ , но отличаются от них наличием поверхностной голограммной структуры.

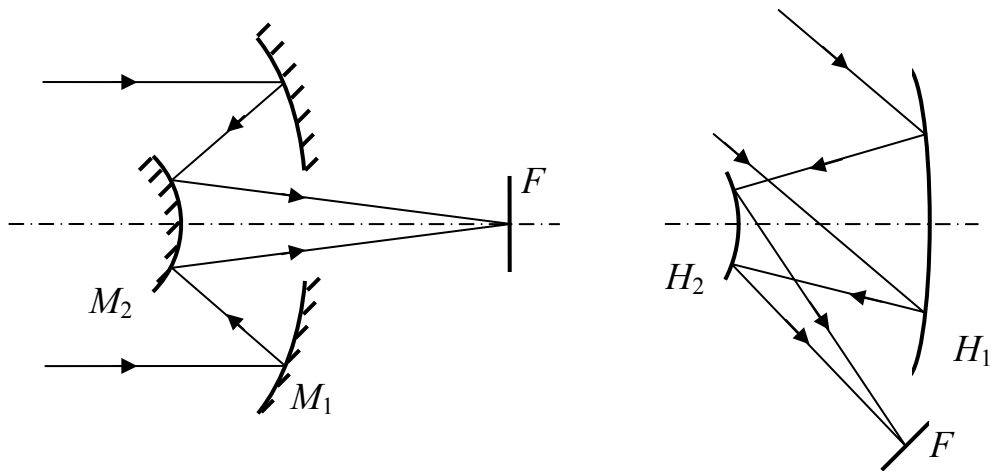


Рис. 48. Принципиальные схемы зеркальных объективов

Параллельный пучок падает на полифункциональный ГОЭ  $H_1$  (который можно представить в виде совокупности пропускающей голограммы и вогнутого зеркала). Для обеспечения минимума aberrаций голограммы выполняются в виде структур, не имеющих оптической силы, т.е. в виде дифракционных решеток, нанесенных на неплоские поверхности. Можно считать, что падающий под косым углом на  $H_1$  параллельный пучок преобразуется голограммой в параллельный пучок, падающий НПО нормали на вогнутое зеркало (подложка голограммы). Затем пучок направляется на  $H_2$ , который можно представить совокупностью пропускающей голограммы и выпуклого зеркала. В плоскости  $F$  формируется изображение объекта, и голограммная структура позволяет унести центр плоскости изображений с оси, на которой расположены центры кривизны подложек ГОЭ. Так экранирование в центре отсутствует, но недостатком будет невысокое пропускание вследствие наличия двух рельефно-фазовых ГОЭ с 40 % максимальной дифракционной эффективностью.

Наряду с динамическими, образованными под действием акустических волн, объемными фазовыми пропускающими дифракционными решетками в качестве элементов оптических информационных систем применяются и статические пропускающие решетки, преобразующие излучение в режиме дифракции Брэгга. Такие дифракционные решетки изготавливаются методами голографии в различных регистрирующих средах (галоидосеребряные фотоэмульсии, фотополимеры, фоторефрактивные кристаллы, фотохромные материалы и др.). Голограммные фильтры и преобразователи сложных световых волн изготавливаются на основе как плоских, так и объемных пропускающих дифракционных решеток (фокусирующие голограммные оптические элементы, спектральные и поляризационные светоделители, мультиплексоры и др.).

При интерференции распространяющихся навстречу друг другу когерентных световых волн одинаковой частоты в области наложения пучков образуется объемная интерференционная картина, которая может быть зарегистрирована, например, в результате экспозиции объемной фотоэмульсии. При химической обработке и отбеливании такого фотоматериала



изготавливается фазовый оптический транспарант-голограмма, применяемый для заданного преобразования структуры (формы волнового фронта) световой волны.

Дифракция света на простой фазовой отражательной голограмме (объемной отражательной решетке), полученной при интерференции встречных плоских волн, показана на рис. 49.

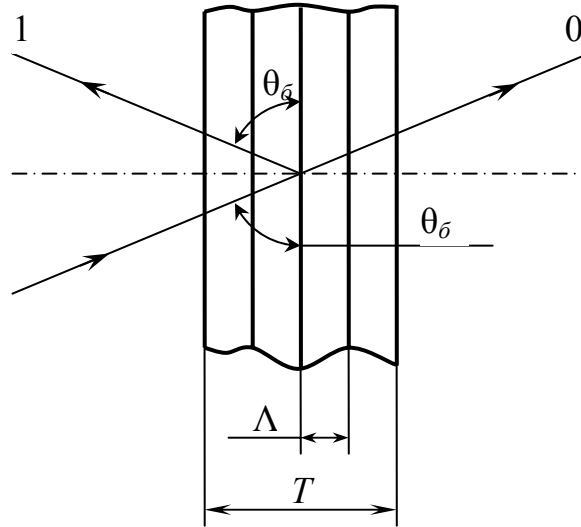


Рис. 49. Дифракция света на отражательной объемной дифракционной решетке

Как и для пропускающей дифракционной решетки Брэгга (рис. 41), эффективная дифракция света имеет место при выполнении условия Брэгга (103), при этом угол Брэгга  $\theta_B$  отсчитывается от поверхности постоянного показателя преломления дифракционной решетки. Фазовые отражательные голограммы отличаются повышенной спектральной селективностью дифракции,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} = \frac{\Lambda}{T}, \quad (107)$$

и при больших, близких к  $\pi/2$  углах Брэгга обладают малой угловой селективностью  $\Delta\theta$ ,

$$\Delta\theta \cong \frac{\Lambda}{T} \operatorname{tg}\theta_B. \quad (108)$$

Благодаря отмеченным свойствам, изображения, зарегистрированные на фазовых отражательных голограммах, могут восстанавливаться при их освещении широкополосным источником света (в белом свете), что широко используется в изобразительной голографии. Отражательные фазовые дифракционные решетки Брэгга применяются в качестве узкополосных спектральных фильтров и чувствительных элементов оптических датчиков давления и температуры.

Дифракционная эффективность объемных фазовых отражательных решеток описывается формулой Когельника,

$$\eta = th^2 \left( \frac{\pi \Delta n T}{\lambda \cos \theta} \right), \quad (109)$$

то есть, в отличие от пропускающих решеток, монотонно зависит от толщины и амплитуды показателя преломления фазовой решетки (рис. 50).

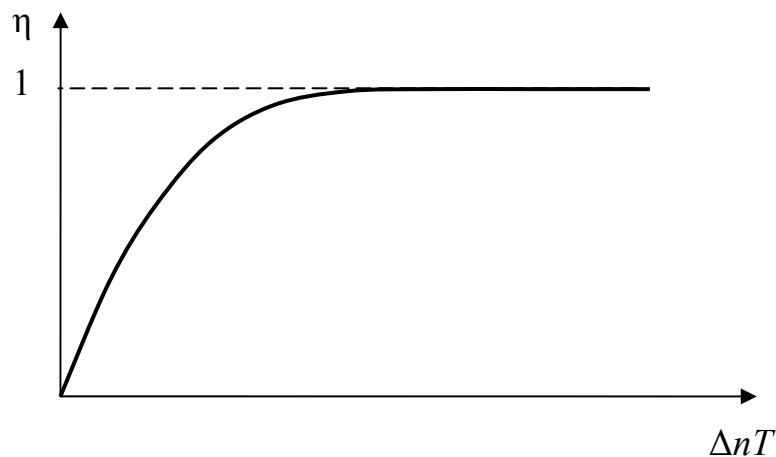


Рис. 50. Дифракционная эффективность фазовой отражательной голограммы

При увеличении толщины  $T$  отражательной дифракционной решетки увеличиваются как ее спектральная селективность, так и дифракционная эффективность. Эти свойства нашли полезное применение в волоконных решетках Брэгга (ВРБ), принцип действия которых поясняется на рис. 51.

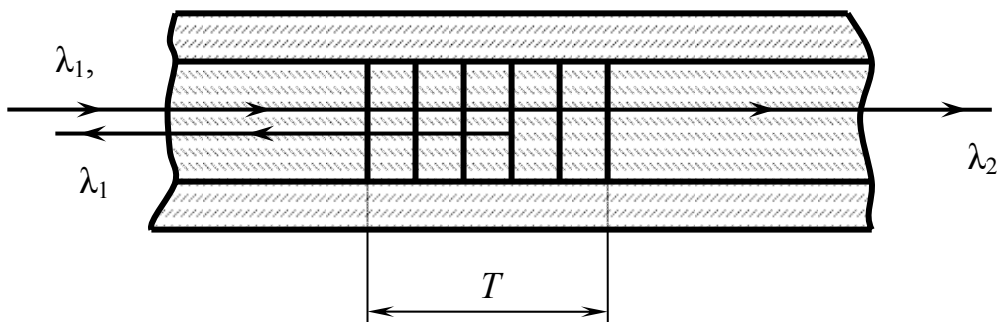


Рис. 51. Волоконная решетка Брэгга

ВРБ изготавливаются голографическим способом, экспозицией в ультрафиолетовом свете участка сердцевины оптоволокна, содержащего двуокись германия, периодической интерференционной картиной (при этом когерентные интерферирующие пучки света направляются в сердцевину волокна через боковую поверхность волоконного световода). Последующая фиксация ВРБ осуществляется при процедуре отжига волокна. Период ВРБ заранее рассчитывается и определяется величиной длины волны и регулируемым углом между интерферирующими пучками света.

Эффективная толщина (длина) ВРБ достигает нескольких десятков-сотен мм, что и обуславливает их высокую, порядка или лучше 0,1 нм, спектральную селективность. ВРБ применяются в качестве узкополосных отражательных спектральных фильтров (рис. 51), а также в качестве чувствительных элементов оптических датчиков механических напряжений, вибраций, звукового давления, температуры и др. Аперодические ВРБ длиной около 1 м

используются в устройствах сжатия импульсных световых сигналов для компенсации дисперсии импульсов в высокоскоростных оптических линиях связи.

Объемную голографию применяют для записи узкополосных спектральных фильтров (рис. 52).

Голограмма выполнена на прозрачной подложке в виде совокупности страт, располагаемых параллельно поверхности регистрирующей среды. При падении пучка света состоящего из нескольких длин волн  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  под углом Брэгга и при соответствующем периоде следования страт для  $\lambda_2$  выполняется закон Брэгга, т.е. все пучки отраженные каждой стратой на этой длине волны складываются в фазе, и формируется распространяющийся на отражение интенсивный пучок лучей, соответствующий первому порядку дифракции голограммы. Для остальных длин волн дифракционная эффективность мала, закон Брэгга не выполняется, поэтому излучение этих длин волн проходит через голограмму и без существенного ослабления.

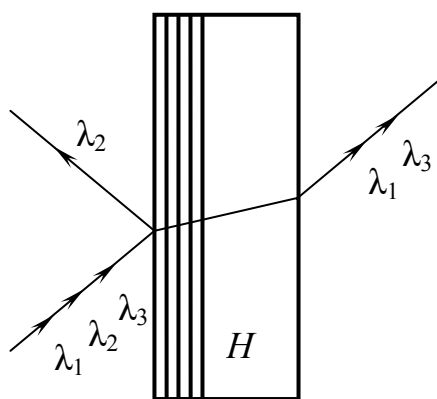


Рис. 52. Объемная отражательная голограмма

В настоящее время изготавливаемые объемные голограммные спектральные фильтры обладают следующими параметрами:

Коэффициент пропускания по интенсивности для рабочей длины волны  $< 10^{-5}$ ;

Полуширина спектральной линии отражения 5 – 10 нм;

Интегральный коэффициент пропускания по интенсивности вне рабочей полосы отражения  $\geq 90\%$ .

Фильтры применяют в задачах спектроскопии, при защите фотоприемников и глаз наблюдателя от воздействия лазерного излучения, в системах спектрального уплотнения информации и др.

Преимущества голограммных перед обычными интерференционными фильтрами: более высокая оптическая плотность на рабочей  $\lambda$  и высокая спектральная селективность за счет больших толщин и амплитуд модуляции показателя преломления регистрирующих сред, возможность получения фильтров на неплоских подложках.

Фильтры изготавливаются из слоев бихромированной желатины толщиной 10 – 100 мкм.

### 3.2.2. Кинематика пропускающих и отражательных ГОЭ

Голограммные оптические элементы (ГОЭ), выполненные в виде объемных пропускающих либо отражательных голограмм, могут использоваться в различных устройствах оптических систем обработки информации – в транспарантах, модуляторах, дефлекторах, мульти-, демультимплексорах, спектральных фильтрах, устройствах оптической памяти и др. Простейшие ГОЭ предназначены для работы в коллимированных (плоскопараллельных) световых пучках, и при их изготовлении используются также коллимированные когерентные пучки света. Такие ГОЭ можно рассматривать и как своего рода «кирпичики», из которых строятся более сложные голограммы, при этом свойства элементарных ГОЭ определяют особенности сложных, например, фокусирующих голограмм. Рассмотрим основные геометрические соотношения, которые выполняются при записи и восстановлении простейших фазовых объемных ГОЭ с различными длинами волн записи и реконструкции («кинематика ГОЭ»).

Схема записи и действия пропускающих и отражательных ГОЭ приведена на рис. 53.

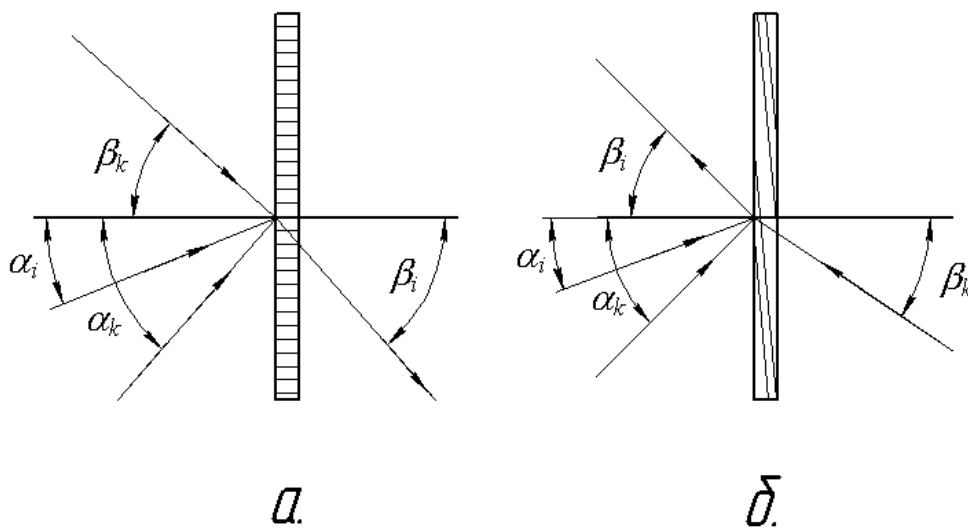


Рис. 53. Обозначения положительных углов падения и дифракции коллимированных пучков света при действии (сплошные линии) и при записи (штриховые линии) ГОЭ: а – пропускающая голограмма, б – отражательная

При выполнении условия Брэгга (103) углы падения  $\alpha_i$  и дифракции  $\beta_i$  коллимированных пучков света связаны с углом Брэгга  $\theta_{0i}$  выражениями

- для пропускающего ГОЭ

$$\sin \beta_i = n_i \sin \left[ 2\theta_{0i} - \arcsin \left( \frac{\sin \alpha_i}{n_i} \right) \right], \quad (110)$$

- и для отражательного ГОЭ

$$-\sin \beta_i = n_i \sin \left[ \pi - 2\vartheta_{0i} - \arcsin \left( \frac{\sin \alpha_i}{n_i} \right) \right]. \quad (111)$$

-

При этом углы Брэгга должны удовлетворять следующим неравенствам.

Для пропускающей решетки –

$$\vartheta_{0i} < \frac{1}{2} \left[ \arcsin \left( \frac{1}{n_i} \right) + \arcsin \left( \frac{\sin \alpha_i}{n_i} \right) \right], \quad (112)$$

и для отражательной –

$$\vartheta_{0i} > \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \left[ \arcsin \left( \frac{1}{n_i} \right) + \arcsin \left( \frac{\sin \alpha_i}{n_i} \right) \right], \quad (113)$$

Получение ГОЭ производится экспонированием и последующей химической обработкой фотоматериала при интерференции двух пучков света по схеме на рис. 53 на длине волны излучения  $\lambda_k$ . Значения углов падения ( $\alpha_k, \beta_k$ ) света в воздухе на поверхность фотоматериала при заданных ( $\alpha_i, \beta_i$ ) рассчитываются по формулам

$$\alpha_k = \arcsin(n_k \sin \alpha'_k), \quad (114)$$

$$\beta_k = \arcsin(n_k \sin \beta'_k). \quad (115)$$

Например, для пропускающих ГОЭ (рис. 52, а) углы в среде равны

$$\alpha'_k = \arcsin \left( \frac{n_i \lambda_k}{n_k \lambda_i} \sin \frac{\alpha_i - \beta_i}{2} \right) + \frac{\gamma(\alpha_i - \beta_i)}{2}, \quad (116)$$

$$\beta'_k = \arcsin \left( \frac{n_i \lambda_k}{n_k \lambda_i} \sin \frac{\alpha_i - \beta_i}{2} \right) - \frac{\gamma(\alpha_i - \beta_i)}{2}. \quad (117)$$

Для отражательных ГОЭ (рис. 52, б) углы в среде равны

$$\alpha'_k = \arccos \left( \frac{m_i \lambda_k}{n_k \lambda_i} \cos \frac{\alpha_i + \beta_i}{2} \right) + \frac{\gamma(\alpha_i - \beta_i)}{2}$$

$$\beta'_k = \arccos \left( \frac{m_i \lambda_k}{n_k \lambda_i} \cos \frac{\alpha_i + \beta_i}{2} \right) - \frac{\gamma(\alpha_i - \beta_i)}{2}$$

В формулах (116, 117) углы ( $\alpha'_i, \beta'_i$ ) связаны с углами ( $\alpha_i, \beta_i$ ) выражениями вида (114, 115) при замене в них индекса  $k$  на  $i$ ;  $n_k$  - показатель преломления регистрирующей среды на длине волны  $\lambda_k$ ,  $\gamma$  - коэффициент деформации (усадки) регистрирующей среды.

Характерной особенностью голографической записи информации является возможность записи в одном объеме материала голограммы нескольких элементарных ГОЭ с разными периодами и ориентацией изофазных поверхностей. Технически это достигается последовательной экспозицией фотоматериала ГОЭ при соответствующем изменении геометрии записи голограмм. Число таких наложенных голограмм определяется угловой селективностью ГОЭ и динамическим диапазоном изменения показателя преломления (фоторефракции) среды, и принципиально может достигать нескольких десятков - сотен. Наложённая запись ГОЭ позволяет создавать

компактные многофункциональные устройства записи, хранения и преобразования оптических сигналов.

### 3.2.3. Применение элементов голограммной оптики

**Голографический датчик волнового фронта.** Датчик предназначен для работы в составе космического адаптивного телескопа. Его работа основана на использовании внутреннего лазерного источника излучения и рельефно-фазовой голограммной структуры нанесенной на поверхность главного зеркала телескопа, представляющей собой полифункциональный отражательный ГОЭ 1, близкий по свойствам к зеркалу с двумя эффективными центрами кривизны (рис. 54, а).

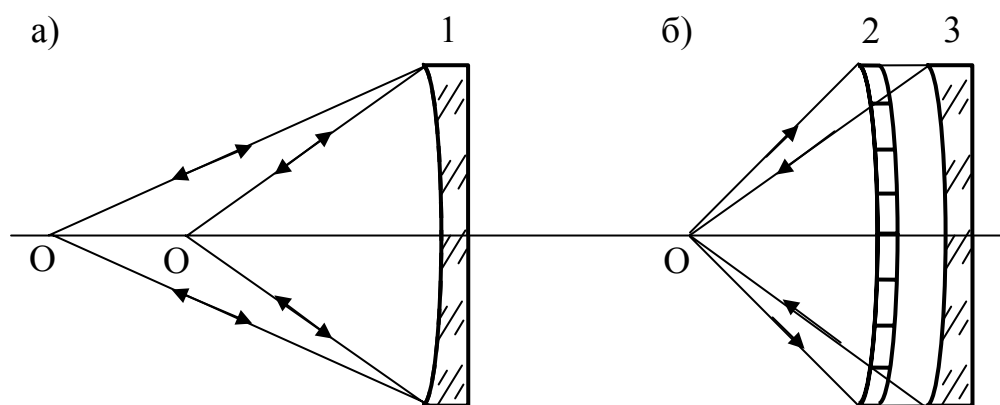


Рис. 54. Рельефно-фазовый ГОЭ (слева) и его эквивалентная схема в первом порядке дифракции (справа)

Один из центров совпадает по положению с центром кривизны поверхности зеркала и реализуется в первом порядке дифракции. Положение второго центра определяется согласно принципу полифункциональности: дифракция излучения на аналогичной, но пропускающей голограммной структуре и отражения протифрагировавшей волны от поверхности подложки голограммы. Аналогичное преобразование волнового фронта можно осуществить пропуская свет через голограмму 2, эквивалентную отражательной металлизированной голограмме 1 и затем отразив от зеркала 3 (рис. 54, б). Отраженный пучок проходит через голограмму в нулевом порядке дифракции и фокусируется в точке O<sub>1</sub>.

### 3.3. Оптические устройства хранения информации

Оптические устройства хранения информации (оптическая память) потенциально обладают весьма высокой информационной емкостью или объемной плотностью записи информации, благодаря малым размерам элементарной ячейки записи информации, исчисляемым в единицах – долях длины световой волны. Объемная плотность хранения информации на оптических носителях превышает  $10^{14}$  бит/см<sup>3</sup>. Реализация оптических систем памяти требует использования специальных оптических регистрирующих сред и

нередко сложных оптоэлектронных, оптических, электромагнитных и механических устройств. Наибольшие трудности здесь связаны с созданием быстродействующих оперативных (то есть допускающих быструю запись и стирание информации) систем оптической памяти, применение которых обязательно для действия высокопроизводительной оптической вычислительной машины. Сегодня технически лучше освоены и находят широкое практическое применение архивные (длительного хранения) системы оптической памяти – видеодиски, магнитооптические диски и голографические запоминающие устройства.

Принцип действия видеодиска (лазерный или компакт-диск) поясняется на рис. 55.

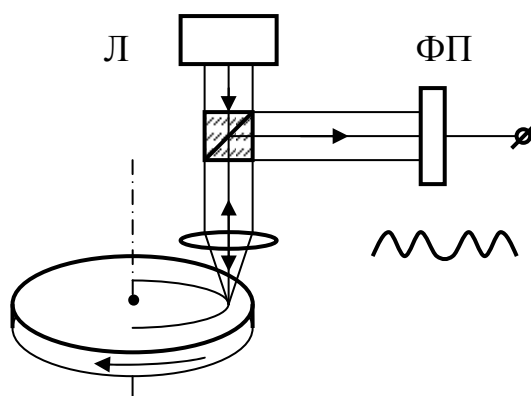


Рис. 55. Принцип действия видеодиска

Электронная информация в двоичном коде фиксируется на физическом носителе (оптическом диске) вдоль спиральной траектории записи в виде элементарных ячеек – областей высокого либо низкого коэффициентов отражения света - размерами около  $0,5 \times 3$  мкм. Период спирали  $1,5$  мкм, скорость вращения диска до  $2000$  об/мин, типичный диаметр диска  $120$  мм. Запись информации производится экспонированием специального материала – фоторезиста, для считывания информации обычно используются полупроводниковые излучатели диапазона  $0,8 - 0,9$  мкм. Электромеханическая сервосистема (автотрекинг и автофокусировка) обеспечивает высокоточное радиальное бесконтактное сканирование диска световым лучом, при этом для уменьшения помех считывания информации в оптической приемной системе обычно используется поляризационная развязка световых сигналов.

Информационная емкость современных компакт-дисков для архивного хранения информации достигает нескольких единиц - десятков Гбит.

Пример действия голографической системы хранения информации – голографическое запоминающее устройство (ЗУ) с бегущим пятном – показан на рис. 56. Информация, предназначенная для ввода в ЭВМ, может быть кодирована в двоичном коде и зарегистрирована в виде решетки микроголограмм, расположенных в плоскости пластины ГОЭ.

Отдельная микроголограмма может содержать около  $10^4$  бит информации, восстанавливаемой при освещении голограммы лучом лазера. Число микроголограмм в плоскости ГОЭ также достигает  $10^4$ , а полный объем информации на одной пластине ГОЭ составляет около  $100$  Мбит. Для

считывания информации в голографическом ЗУ используется дефлектор, направляющий восстанавливающий (бегущий) луч лазера на выбранную микроголограмму, и решетка фотоприемников для связи ЗУ с ЭВМ. Голограмма (ГОЭ) может быть записана на движущемся носителе, например диске, содержащем несколько десятков подобных ГОЭ. Общий объем памяти голографических ЗУ с бегущим пятном достигает нескольких десятков Гбит.

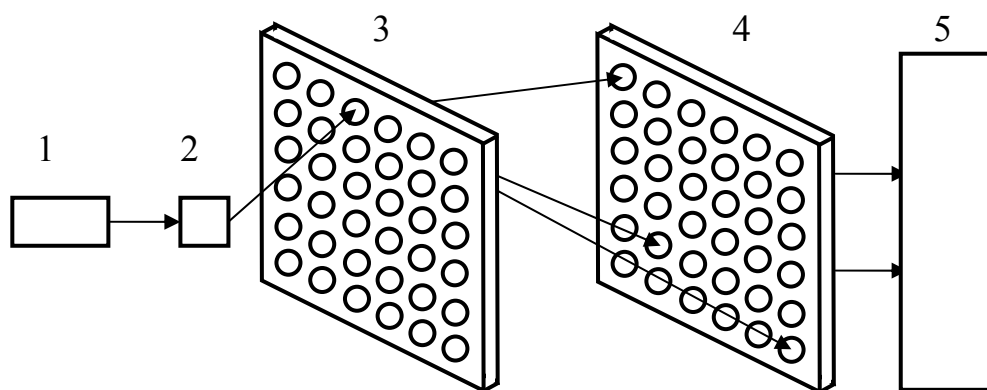


Рис. 56. Принцип действия голографического ЗУ: 1 – лазер, 2 – дефлектор, 3 – ГОЭ, 4 – ФП, 5 – ПК

Система записи-считывания информации на магнитооптических (МО) дисках аналогична такой же системе для компакт-дисков, с той разницей, что в основе действия МО-диска лежит эффект Фарадея – вращение плоскости поляризации света в продольном магнитном поле, действующем на среду записи информации. Чувствительный слой МО-диска выполнен в виде тонкой (толщиной около 0,02 мкм) аморфной пленки из магнитооптического материала с высоким значением постоянной Верде (соединения гадолиния, тербия, кобальта и др.). Размеры элементарных ячеек МО-дисков около 1 мкм, плотность записи информации свыше 50 Мбит/см<sup>2</sup>. Общий объем памяти современных модификаций МО-дисков достигает 100 Гбит.

Вследствие современной общей тенденции увеличения скорости передачи и обработки информации, технические характеристики разрабатываемых оптоэлектронных систем хранения информации улучшаются с каждым годом.

### 3.4. Оптический компьютер

Преимущества оптического излучения, такие как высокая частота, по сравнению с радиоволнами, позволяющая создавать до  $10^5$  каналов шириной 100 ГГц; скорость передачи информации ( $3 \cdot 10^8$  м/с), отсутствие влияния световых пучков друг на друга в одной и той же области пространства; двумерный и трехмерный характер световых полей, дают возможность работать с информацией, увеличивая плотность и скорость ее передачи, и создать оптические компьютеры.

Основные элементы оптических процессоров: линза, зеркало, оптический транспарант и оптическая среда. Также волновые элементы, лазеры,



полупроводниковые многоэлементные приемники, нелинейные оптические среды, дефлекторы и светоклапанные устройства.

Базисная логическая функция с помощью которой можно построить сколь угодно сложный компьютер имеет множество оптических реализаций.

На рис. 57 показан пример построения многовходовой функции ИЛИ-НЕ / И-НЕ с помощью линзы Л и порогового устройства N.

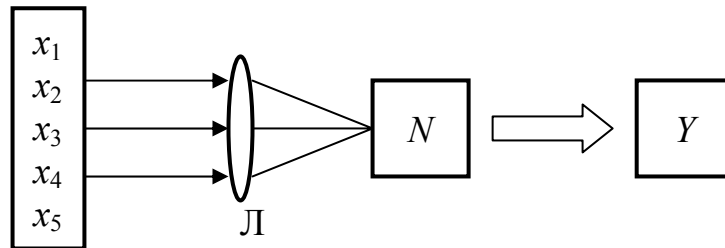


Рис. 57. Построение функции ИЛИ-НЕ / И-НЕ

Когерентный оптический процессор реализует следующие операции над комплексными функциями двух переменных: умножение, деление, сложение, вычитание, интегрирование, дифференцирование, вычисление свертки и корреляции, преобразования Фурье, Френеля и Гильберта и ряд других.

Основными операциями аналогового оптического процессора являются только сложение и умножение (рис. 58).

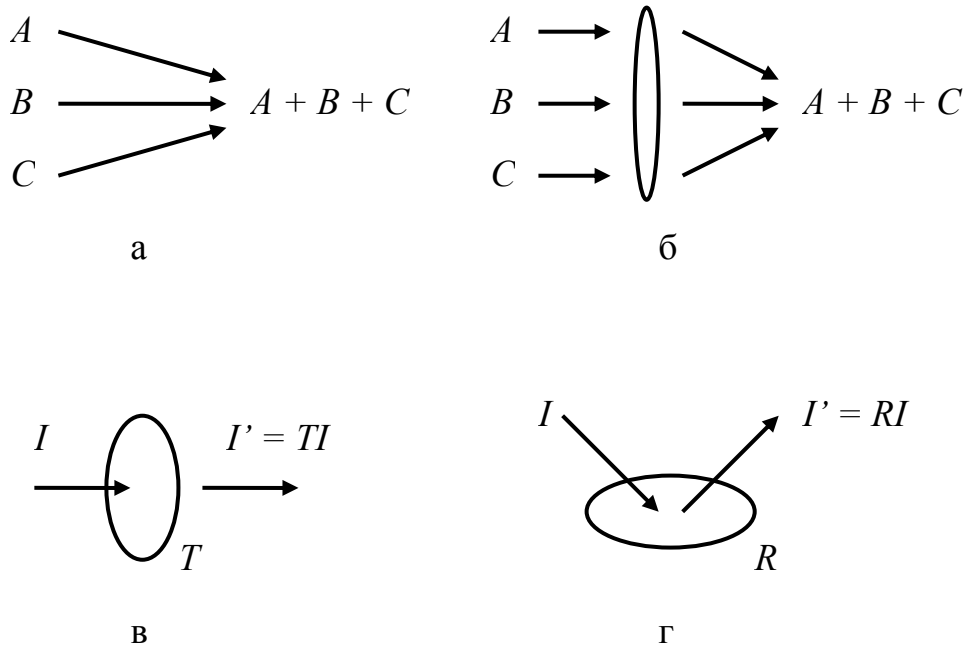


Рис. 58. Аналоговые оптические операции: а – сложение; б – сложение с помощью линзы; в – умножение на основе пропускания света; г – умножение на основе отражения света

**Цифровые оптические процессоры.** В основе принципов построения цифровых оптических процессоров для обработки сигналов лежат алгоритмы цифрового умножения методом аналоговой свертки с временным пространственным интегрированием.

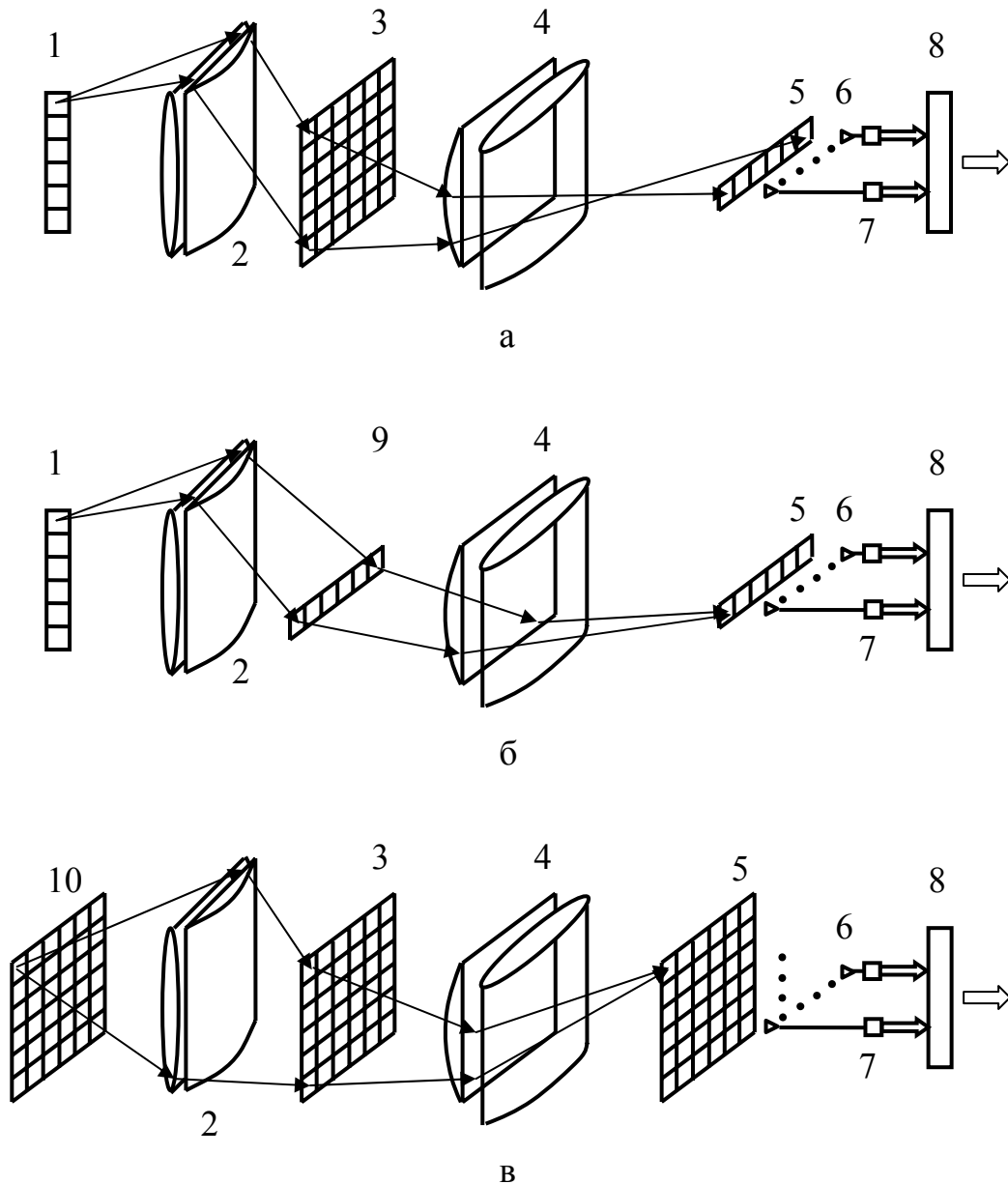


Рис. 59. Оптический перемножитель: а) вектор-матричный; б) вектор-векторный; в) матрично-матричный: 1, 9 – устройство ввода вектора (линейки лазерных или светоизлучающих диодов); 2, 4 – оптические системы, проецирующие каждый излучатель на зону ПВМС, соответствующую одной строке матрицы; 3, 10 – устройство ввода матрицы, представляющий собой ПВМС; 5 – линейка фотоприемников; 6 – аналоговый электронный тракт; 7 – АЦП; 8 – цифровой сумматор

Для реализации пространственного интегрирования применяют взаимное пространственное перемещение битовых последовательностей  $a_k$  и  $b_k$  перемножаемых чисел  $a$  и  $b$  на встречу друг другу. Единичный бит прозрачен для света, а нулевой – нет. Чаще всего для этой операции применяются АОМ. Падающий пучок света, проходя последовательно через модуляторы, в которых звуковые волны, несущие информацию, распространяются одна навстречу другой, осуществляет операцию умножения (логическое И). На выходе он попадает на фотоприемник, который производит суммирование. Сигнал на ФП в

те самые моменты, когда биты в АОМ находятся один напротив другого, пропорционален цифрам смешанного кода результата умножения.

Показанные на рис. 59 архитектуры оптических процессоров являются основными, и все более сложные по своему строению типы так или иначе базируются на какой-либо из них или представляют их сочетание.

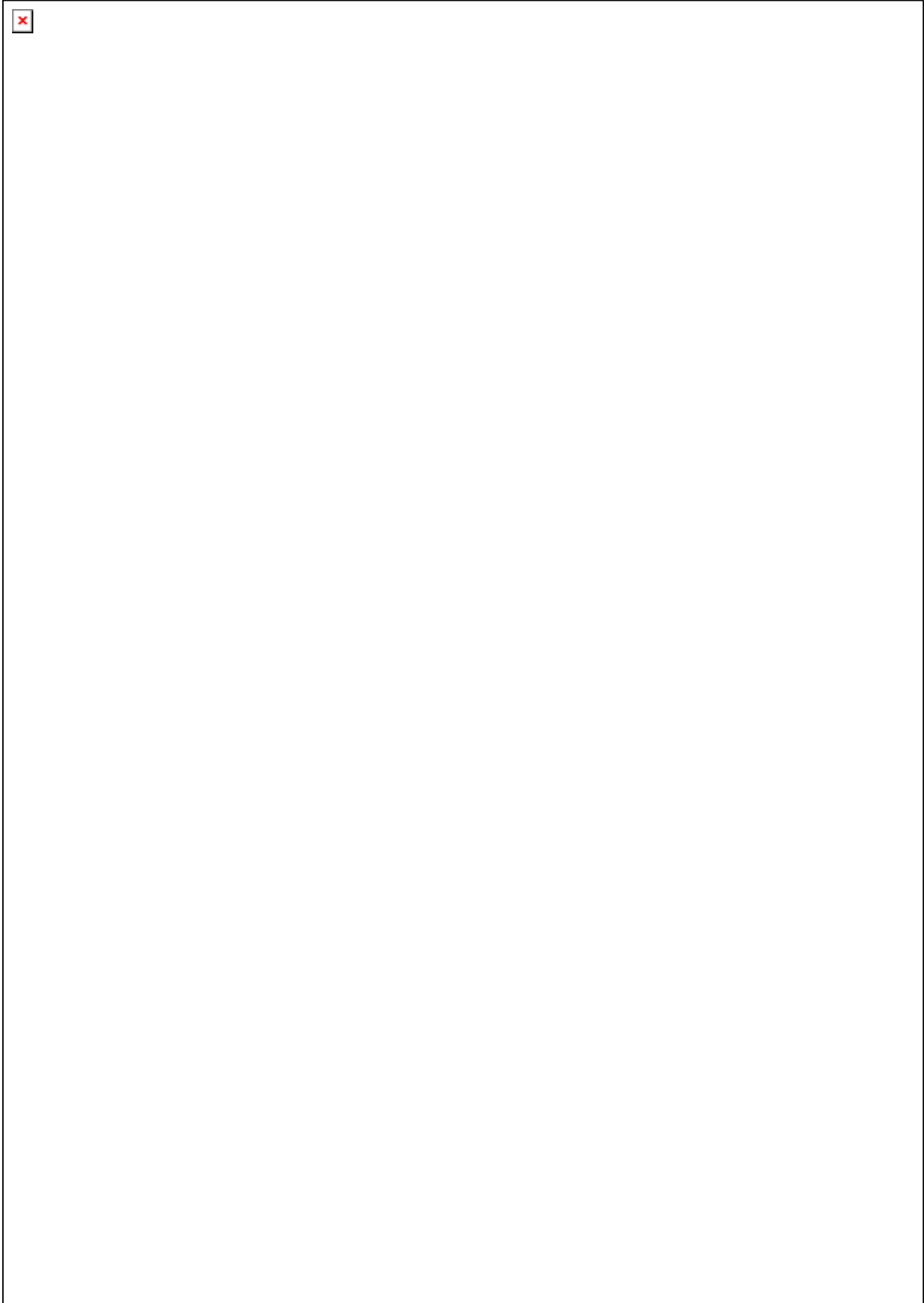
Важнейшими параметрами создаваемых вычислительных устройств, характеризующими их конкурентоспособность, являются быстродействие (пропускная способность), производительность, эффективность и обеспечиваемая точность вычислений.

### Список вопросов к экзамену

1. Принципы оптических систем обработки сигналов.
2. Преобразование Фурье. Пространственные гармоники.
3. Свойства преобразования Фурье.
4. Свертка и автокорреляция функций.
5. Распространение и дифракция света.
6. Линзы как элементы, выполняющие преобразование Фурье.
7. Оптические транспаранты.
8. Пространственная фильтрация.
9. Опыт Аббе-Портера.
10. Фазовый контраст в оптике. Теневые методы.
11. Оптический коррелятор Ван-дер-Люгта.
12. Преобразование Меллина. Оптический коррелятор Мэллина.
13. Синтез фильтров в предметной плоскости.
14. Согласованная фильтрация.
15. Некогерентные системы обработки информации.
16. Фильтрация в предметной плоскости.
17. Фильтрация в частотной плоскости.
18. Оптически управляемые транспаранты.
19. Электрически управляемые транспаранты.
20. Жидкокристаллические ПВМС.
21. Акустооптические модуляторы света. Дифракция Брэгга, дифракция Рамана-Ната
22. Оптическая обработка сигналов РЛС с синтезированной апертурой.
23. Отражательные голографические оптические элементы. Волоконная решетка Брэгга.
24. Применение элементов голограммной оптики.
25. Оптические устройства хранения информации.
26. Оптический компьютер.

## Приложение

Таблица. Примеры преобразований Фурье



**Список литературы:**

1. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.: «Мир», 1970 г. 364 с.
2. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. М.: «Мир», 1971 г. 495 с.
3. Мерц Л. Интегральные преобразования в оптике. М.: «Мир», 1969 г. 182 с.
4. Применение методов фурье-оптики / Под ред. Г. Старка, М.: Радио и связь, 1988 г. 536 с.
5. Оптическая обработка информации / Под ред Д. Кейсесента. М.: «Мир», 1980 г. 350 с.
6. Парыгин В. Н., Балакший В. И. Оптическая обработка информации, М.: изд. Моск. ун-та, 1987 г. 141 с.
7. Информационная оптика / Под ред. Н. Евтихеева. М.: МЭИ, 2000 г. 611 с.
8. Дмитриев А. Л., Басистова Т. В., Иванов А. В. и др. Объемные элементы для оптического приборостроения. Л.: «Знание», 1991 г. 315 с.
9. А. Л. Микаэлян Оптические методы в информатике. М.: «Наука», 1990 г. 228 с.
10. Исихара С. Оптические компьютеры. М.: «Наука», 1992 г. 95 с.
11. Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н. Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987. 320 с.
12. Каманина Н.В. Василенко Н.А. Некоторые вопросы совершенствования динамических характеристик ЖК ПВМС. Применение фуллеренов для улучшения чувствительности модуляторов света // Письма в ЖТФ, 2000. Т. 26. Вып. 17. С. 37 – 44.
13. Корешев С.Н. Голограммные оптические элементы и устройства. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. 134 с.
14. Рогов С.А. Оптические методы и устройства обработки информации. Спецвопросы квантовой электроники: Учебное пособие. СПб: изд. Политехн. Ун-та, 2004. 78 с.
15. Нечаев Ю.Б., Хохлов Н.С., Андреев Р.Н. Устройства и системы обработки сигналов оптического диапазона: Учебник для ВУЗов. Воронеж: институт МВД России, 2006. 143 с.
16. Шойдин С.А., Ушаков О.К. Методы оптической обработки информации: Учебное пособие. Новосибирск, СГГА, 2002. 64 с.
17. Дубнищев Ю.Н. Теория и преобразование сигналов оптических системах: Учебное пособие в 3-х частях. Ч. 1. Новосибирск: изд. ГНТУ, 2000. 116 с.
18. Дубнищев Ю.Н. Теория и преобразование сигналов оптических системах: Учебное пособие в 3-х частях. Ч. 1. Новосибирск: изд. ГНТУ, 2001. 122 с.
19. Белов П.А., Беспалов В.Г., Васильев В.Н. и др. Оптические процессоры: Достижения и новые идеи. СПб: СПбГУ ИТМО, Ассоциация молодых ученых «Оптика XXI век», 2006. С. 6 – 31.

20. Колесниченко Д., Оптические процессоры от и до // Спец хакер: компьютерный журнал, 2006. № 55. С. 13 – 25.

## Содержание

Перечень используемых сокращений.....	3
Глава 1. Математический аппарат методов обработки информации.....	4
1.1. Преобразование Фурье.....	4
1.2. Свойства преобразования Фурье.....	4
1.3. Пространственные гармоники.....	6
Глава 2. Основы оптических методов обработки информации (ОМОИ).....	9
2.1. Структурная схема оптической обработки информации.....	9
2.2. Распространение и дифракция света.....	10
2.3. Линзы, как элементы, выполняющие преобразование Фурье.....	13
2.4. Оптические транспаранты.....	14
2.5. Пространственная фильтрация оптических сигналов.....	16
2.6. Пространственный фильтр (коррелятор) Вандер Люгта.....	20
2.7. Оптическое преобразование Меллина.....	24
2.7.1. Многоканальная система пространственной фильтрации.....	26
2.7.2. Многоканальный коррелятор для распознавания изображений.....	27
2.8. Синтез фильтров в предметной плоскости.....	27
2.9. Согласованная фильтрация.....	28
2.10. Некогерентные системы обработки информации.....	29
2.10.1. Фильтрация в предметной плоскости.....	30
2.10.2. Фильтрация в частотной плоскости.....	31
2.11. Оптическая обработка сигналов РЛС с синтезированной апертурой.....	34
Глава 3. Компоненты оптических систем обработки информации.....	40
3.1. Пространственно-временные модуляторы света (ПВМС).....	40
3.1.1. Электроуправляемые модуляторы света.....	41
3.1.2. Оптически управляемые модуляторы света.....	44
3.1.3. Жидкокристаллические ПВМС.....	46
3.1.4. Акустооптические модуляторы света.....	48
3.2. Голографические оптические элементы.....	53
3.2.1. Отражательные голографические оптические элементы.....	54
3.2.2. Кинематика пропускающих и отражательных ГОЭ.....	59
3.2.3. Применение элементов голограммной оптики.....	61
3.3. Оптические устройства хранения информации.....	61
3.4. Оптический компьютер.....	63
Список вопросов к экзамену.....	67
Приложение.....	68
Список литературы.....	69





В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

---

**Кафедра Твердотельной оптоэлектроники (ТТОЭ)** организована в 1988 году, в период активного развития оптоэлектроники как компонентной базы высокоскоростных систем передачи и обработки информации и ее выделения в самостоятельную область науки, техники и производства.

**Специалисты кафедры обладают большим опытом научной, преподавательской и производственной деятельности, кафедра имеет оснащенные учебные и научные лаборатории.**

Выпускники кафедры получают специальную подготовку по прикладной и физической оптике, физике твердого тела, полупроводниковой оптической технике, оптическим методам передачи и обработки информации, оптико-физическим измерениям, лазерной технике, волоконной и интегральной оптике, электронике, компьютерным технике и технологиям, оптико-электронным средствам массовой информации, экологии, иностранному языку, экономике, менеджменту и другим.

Валерия Владимировна Богатырева  
Александр Леонидович Дмитриев

## ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие

В авторской редакции

Дизайн

В.В. Богатырева

Верстка

В.В. Богатырева

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 №

Тираж

Отпечатано на ризографе

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

