

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное агентство по образованию  
Санкт-Петербургский государственный университет информационных  
технологий, механики и оптики

А. Л. Дмитриев

## **Оптические методы обработки информации**

Учебное пособие



Санкт-Петербург  
2005

УДК 621.382

А. Л. Дмитриев. Оптические методы обработки информации / Учебное пособие. – СПб: СПбГУИТМО, 2005. – 46 с.

В учебном пособии описаны классические методы и устройства оптической обработки информации (ООИ). Рассмотрены структурная схема оптических систем обработки сигналов и изображений, элементы фурье-оптики, принципы оптической пространственной фильтрации, устройство и действие согласованных оптических фильтров, оптические преобразования Фурье и Мэллина, оптическая обработка сигналов РЛС, оптические устройства хранения информации. Описаны принципы действия и характеристики важнейших устройств компонентной базы ООИ – пространственно-временные модуляторы, акустооптические спектроанализаторы, голографические оптические элементы.

Учебное пособие предназначено для студентов старших курсов ИФФ, специализирующихся по дисциплинам «Лазерная техника и лазерные технологии» (072300), «Интегральная и волоконная оптика» (071700), а также будет полезным для обучающихся по специальности «Оптико-электронные приборы и системы» (190700) и по другим дисциплинам.

Одобрено Решением ученого Совета ИФФ СПбГУИТМО  
(протокол № 1 от 13.09.2005 г.)

В оформлении учебного пособия приняли участие студенты ИФФ:  
Е. Липкович, В. Рыжков, Л. Шандалова, И. Соловьева, М. Александров, В. Романов, А. Смирнов, А. Бодалова

© Санкт-Петербургский государственный  
университет информационных технологий,  
механики и оптики, 2005 г.

© А. Л. Дмитриев, 2005 г.

# 1. Основы оптических методов обработки информации

## 1.1. 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.1.

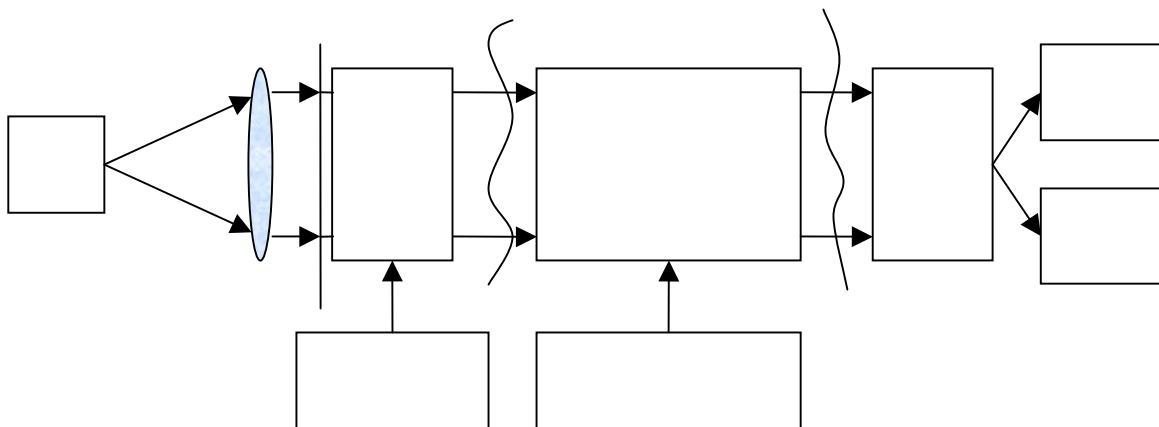


Рис. 1. Структурная схема ОМОИ. 1 – источник света, 2 – источник информации, 3 – устройство ввода информации (управляемый транспарант), 4 – оптический процессор, 5 – устройство памяти (архивное и оперативное), 6 – устройство вывода информации (например, на основе ПЗС), 7 – компьютер, 8 - устройство отображения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

## 1.2. Линзы как элементы, выполняющие преобразование Фурье

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

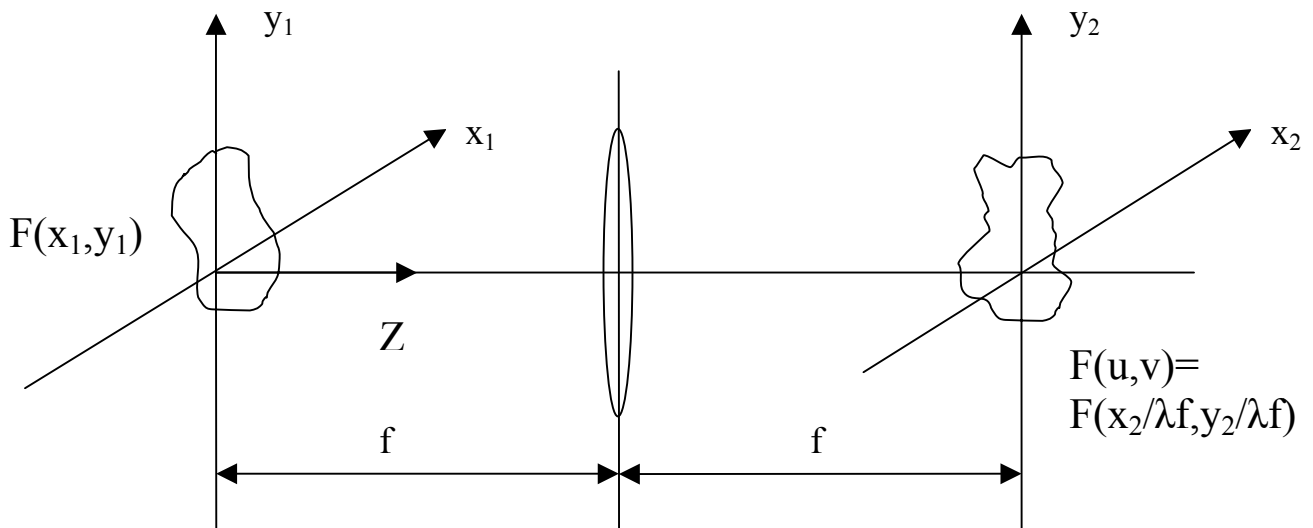


Рис. 2. Преобразование оптического сигнала тонкой положительной линзой

Основные геометрические соотношения при действии тонкой положительной линзы показаны на Рис. 2. Дифракционный интеграл, описывающий взаимосвязь распределений поля во входной и выходной плоскостях такой системы имеет вид:

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

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  $F[\cdot]$  на заданную функцию.

### 1.3. Свойства преобразования Фурье

Математически преобразование Фурье является частным случаем интегрального преобразования Фредгольма с ядром в виде экспоненты с мнимым, линейным по аргументу, показателем. Преобразование Фурье в оптике «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 (2) и обратное (3) преобразования Фурье

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

$$F^{-1}[F(u, v)] = f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{j2\pi(ux+vy)} du dv. \quad (3)$$

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

Преобразование Фурье *линейно*:

$$F[ag(x) + bh(x)] = aF[g(x)] + bF[h(x)]. \quad (4)$$

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.

Выполняется *свойство подобия*:

$$F[g(ax, by)] = \frac{1}{ab} G\left(\frac{u}{a}, \frac{v}{b}\right), \quad (5)$$

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

*Теорема смещения*:

$$F[g(x - a, y - b)] = e^{-j2\pi(ua + vb)} G(u, v), \quad (6)$$

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

*Теорема о производной*:

$$F\left[\frac{\partial}{\partial x} f(x, y)\right] = j2\pi u F(u, v). \quad (7)$$

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

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)|^2 dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(u, v)|^2 du dv. \quad (8)$$

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

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,

$$F[g(x, y)] = G(u, v), \quad (9)$$

$$F[h(x, y)] = H(u, v), \quad (10)$$

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

$$F \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h(\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta \right] = G(u, v) H(u, v). \quad (11)$$

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

$$\Phi(x, y) = g \otimes h = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\xi, \eta) h(\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta. \quad (12)$$

При этом теорема свертки (11) запишется кратко

$$F[\Phi(x, y)] = F[g \otimes h] = G(u, v) H(u, v). \quad (13)$$

Частным случаем теоремы свертки является *теорема автокорреляции*,

$$F[g \otimes g^*] = |G(u, v)|^2, \quad (14)$$

где символ  $*$  означает комплексное сопряжение.

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

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

$$F[1] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy = \delta(u, v). \quad (15)$$

Символическая дельта-функция равна бесконечности при ее аргументе, равном нулю, и тождественно равна нулю в остальной области. 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.

Дельта-функция описывает точечный источник света с бесконечно малыми размерами, но конечной мощностью излучения.

Обратное преобразование Фурье от дельта-функции равно постоянной,

$$F^{-1}[\delta(u, v)] = 1. \quad (16)$$

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:

$$f \otimes \delta = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi, \eta) \delta(\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta = f(x, y). \quad (17)$$

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 (четырёхполосник) с заданной амплитудно-частотной (передаточной) характеристикой.

#### 1.4 Пространственные гармоники

Представление двумерных функций интегралом Фурье

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

(см. (3)) можно рассматривать как их представление в виде бесконечного набора (когерентной суперпозиции) элементарных функций вид

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

с комплексной амплитудой  $F(u, v)$ . Параметры  $u$  и  $v$  называются пространственными частотами фурье-представления (18). Элементарная функция (19) описывает простейшее – гармоническое – распределение амплитуды поля в плоскости  $(x, y)$  с периодом  $L$ , равным

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



Угол наклона поверхностей постоянной фазы функции (19) относительно оси  $x$ , равен

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

Элементарную функцию (19) называют двумерной пространственной фурье-составляющей (фурье-гармоникой) исходного распределения  $f(x, y)$ . Пространственные фурье-гармоники (19) аналогичны частотам в спектральном разложении одномерного, например временного, сигнала и, согласно (20), их период лежит в интервале от нуля до бесконечности. При дифракции света на дифракционной решетке с амплитудным пропусканием, описываемым функцией вида (19), нулевой пространственной частоте 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. 2), 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.

## 1.5. 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 фазы световой волны. Действие ОТ характеризуется комплексной функцией пропускания  $t(x, y)$ , при этом

$$B(x, y) = t(x, y)A(x, y), \quad (23)$$

где  $A(x, y)$  - распределение амплитуды светового поля перед транспарантом и  $B(x, y)$  - после транспаранта (см. Рис. 3).

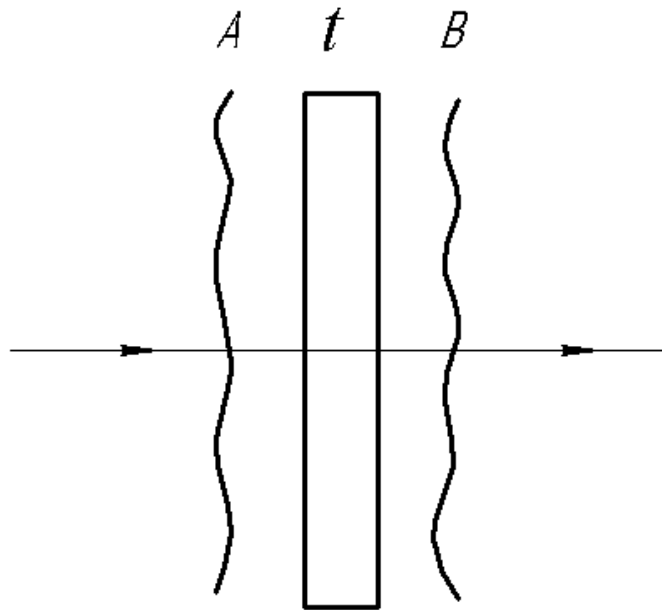


Рис. 3. Действие оптического транспаранта; показаны поверхности постоянной фазы падающей и прошедшей световых волн.

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 с функцией пропускания  $t_L(x, y)$  вида

$$t_L(x, y) = e^{jknT} \cdot e^{-j\frac{k}{2f}(x^2 + y^2)}, \quad (24)$$

где  $T$  - 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 (24), положительная линза преобразует плоский волновой фронт световой волны в сходящийся сферический (Рис. 4).

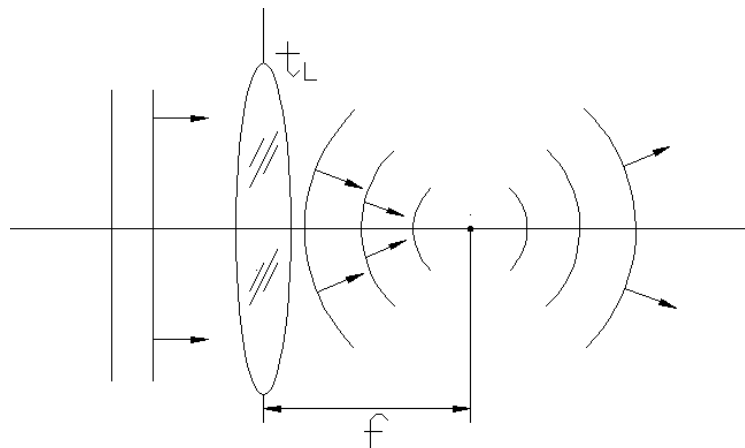


Рис. 4. Преобразование плоского волнового фронта собирающей линзой с фокусным расстоянием  $f$ .

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.

## 1.6. 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 заданным образом изменяется, 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.5)

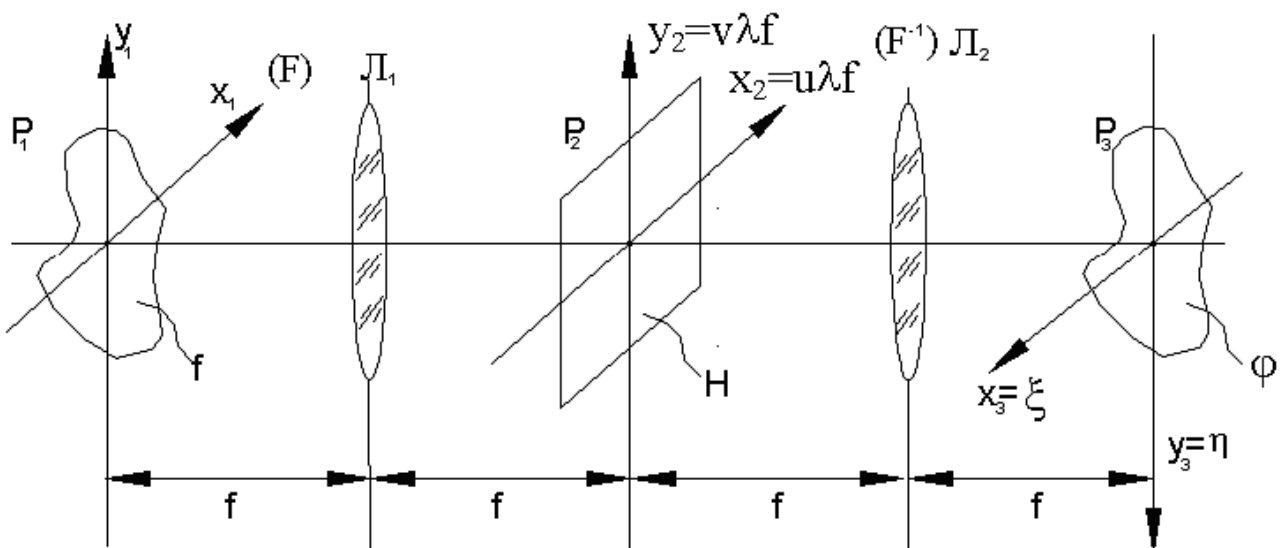


Рис. 5. Схема оптической пространственной фильтрации

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,

$$F(u, v) = F[f(x_1, y_1)]. \quad (25)$$

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,

$$F(u, v) \rightarrow H(u, v) \cdot F(u, v). \quad (26)$$

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

$$\varphi(\xi, \eta) = F^{-1}[H(u, v) \cdot F(u, v)]. \quad (27)$$

На основании теоремы свертки выполняется

$$\varphi(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) f(x - \xi, y - \eta) dx dy, \quad (28)$$

откуда видно, что распределение комплексной амплитуды излучения в выходной плоскости  $P_3$  оптической системы на Рис. 5 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,

$$h(x, y) = F^{-1}[H(u, v)]. \quad (29)$$

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.5, можно практически мгновенно осуществлять вычисление двойного интеграла свертки вида (28).

Если пространственный фильтр отсутствует, то есть его пропускание тождественно равно единице, импульсный отклик (29) равен дельта-функции и, согласно (17) и (28), 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

$$H(u, v) = \left( 1 - e^{-p(u^2 + v^2)} \right), \quad (30)$$

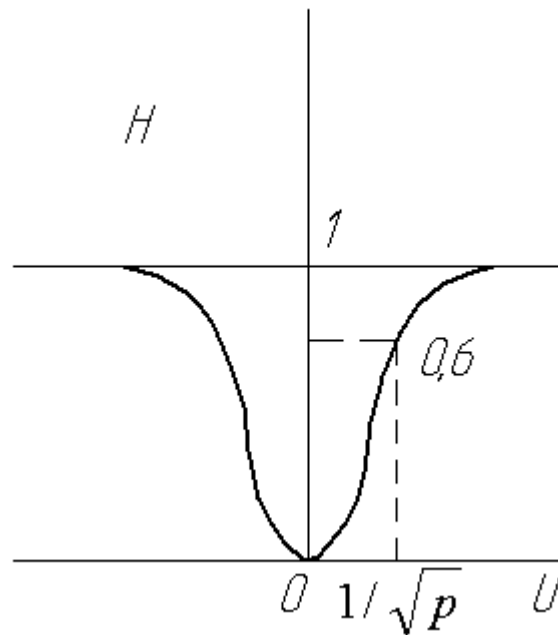


Рис. 6. Пример одномерной амплитудной функции пропускания пространственного фильтра низких частот.

(см. Рис. 6), 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. 7.

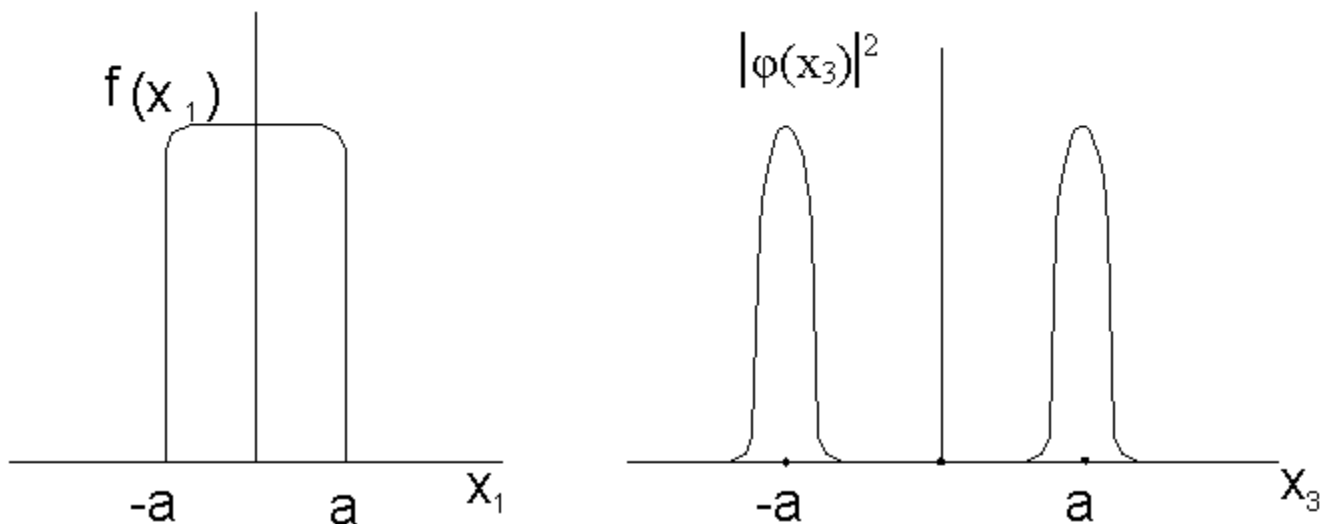


Рис. 7 Оконтуривание изображения (показан одномерный сигнал)

Амплитудный пространственный фильтр, расположенный в спектральной области  $P_2$  на Рис. 5, может существенно изменить структуру изображения,

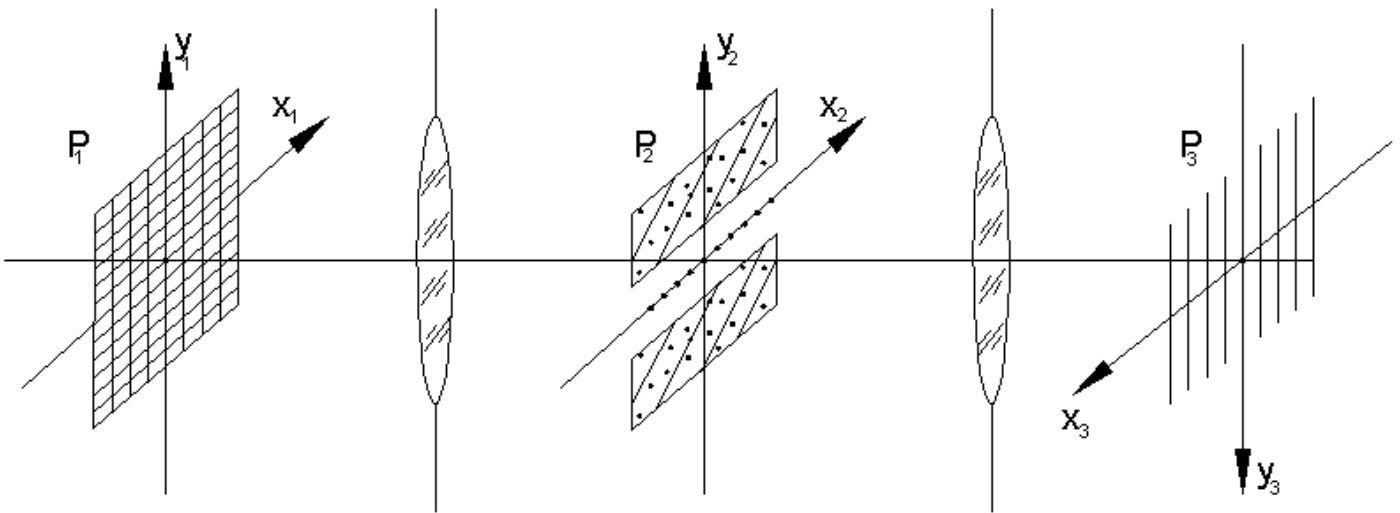


Рис. 8 . Опыт Аббе-Портера

вводимого в систему пространственной фильтрации. Это иллюстрирует *эксперимент Аббе-Портера* (Рис. 8).

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 биологических объектов 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. Такой фильтр характеризуется амплитудным пропусканием вида

$$H(u, v) = e^{-p(u^2+v^2)} e^{j\pi/2} \quad (31)$$

и может быть выполнен, например, в виде диэлектрической пластинки с оптической длиной пути («толщиной»), кратной 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. В результате 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

$$f(x_1, y_1) = e^{j\varphi(x,y)} \approx 1 + j\varphi(x, y), \quad (32)$$

в обычном микроскопе изображение на его выходе характеризуется распределением мощности

$$I(x, y) = [1 + j\varphi(x, y)]^2 \approx 1 \quad (33)$$

то есть информация о фазе  $\varphi(x, y)$  пп 1 такой волны утрачивается. При использовании в микроскопе пространственного фильтра с функцией пропускания (31) мощность излучения в области регистрируемого изображения, как можно показать, представляется в виде

$$I(x, y) = \left[ e^{j\frac{\pi}{2}} + j\varphi(x, y) \right]^2 \approx 1 + 2\varphi(x, y) \quad (34)$$

Следовательно, структура прозрачных фазовых объектов (какими и являются 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

$$H(u, v) = j2\pi u \quad (35)$$

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

$$F^{-1}F\left[\frac{\delta}{\delta x}f(x, y)\right] = F^{-1}[j2\pi uF(u, v)] = \varphi(\xi, \eta) \quad (36)$$

то есть амплитудный фильтр с пропусканием (35) действительно обеспечивает на выходе системы пространственной фильтрации распределение поля, соответствующее частной производной от двумерного распределения входного сигнала.

### 1.7. Пространственный фильтр (коррелятор) Вандер Люгта

Если в качестве частотного пространственного фильтра в системе, показанной на Рис. 5, используется тонкая амплитудная голограмма, такая система приобре-

тает свойства комплексного согласованного фильтра и может использоваться для распознавания оптических изображений.

Изготовление пространственного фильтра Вандер Люгта (ФВЛ) производится

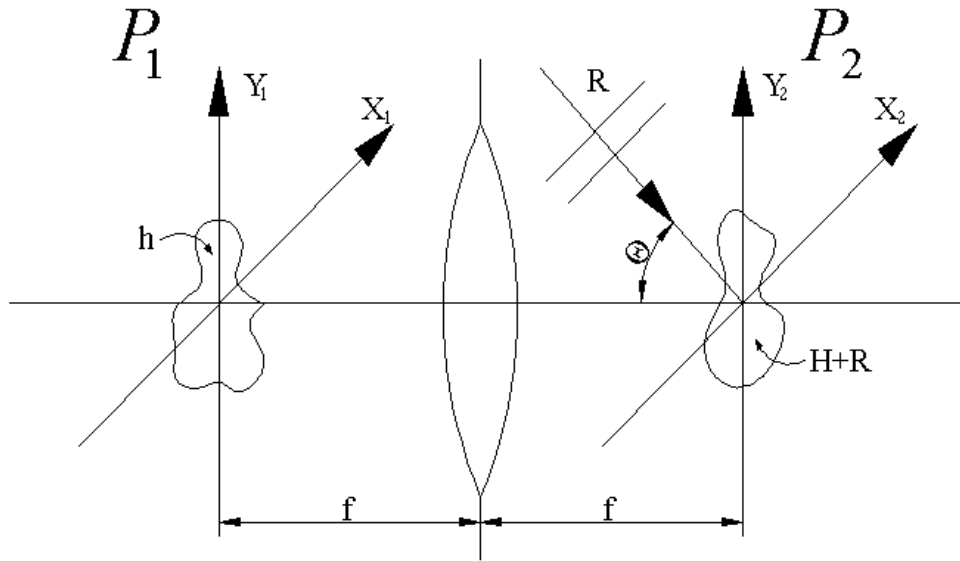


Рис. 9. Голографическая запись фильтра Вандер Люгта

по схеме записи пропускающей голограммы эталонного изображения, показанной на Рис. 9. 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,

$$H(u, v) = F[h(x_1, y_1)] \quad , \quad (37)$$

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

$$R(x_2, y_2) = r e^{-j2\pi\alpha y_2} \quad , \quad (38)$$

где

$$\alpha = \frac{\sin \Theta}{\lambda} \quad . \quad (39)$$

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,



$$t(x_2, y_2) \propto |H + R|^2 \quad (40)$$

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

$$\begin{aligned} t((x_2, y_2) \propto r^2 + \frac{1}{\lambda^2 f^2} |H(u, v)|^2 + \frac{r}{\lambda f} H(u, v) e^{j2\pi\alpha y_2} + \\ + \frac{r}{\lambda f} H^*(u, v) e^{-j2\pi\alpha y_2} \end{aligned} \quad (41)$$

Если на вход системы пространственной фильтрации (Рис. 5) подается сигнал с распределением амплитуды поля  $g(x_1, y_1)$ , в плоскости  $P_2$  системы перед фильтром ВДЛ формируется спектральное распределение вида

$$G(u, v) = F[g(x_2, y_2)] \quad (42)$$

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

$$\Phi(u, v) = t(x_2, y_2) G(u, v) \quad (43)$$

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

$$\varphi(\xi, \eta) = F^{-1}[\Phi(u, v)] = F^{-1}[t(x, y) G(u, v)]. \quad (44)$$

После соответствующих подстановок в (44), с учетом (27, 28) распределение амплитуды поля на выходе коррелятора Вандер Люгта представляется суммой

$$\begin{aligned} \varphi(\xi, \eta) \propto r^2 g(\xi, \eta) + \frac{1}{\lambda^2 f^2} [h(\xi, \eta) \otimes h^*(-\xi, -\eta) \otimes g(\xi, \eta)] + \\ + \frac{r}{\lambda f} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\xi - x_1, \eta - y_1 + \alpha\lambda f) g(x_1, y_1) dx_1 dy_1 + \\ + \frac{r}{\lambda f} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(x_1, y_1) h^*(x_1 - \xi, y_1 - \eta + \alpha\lambda f) dx_1 dy_1. \end{aligned} \quad (45)$$

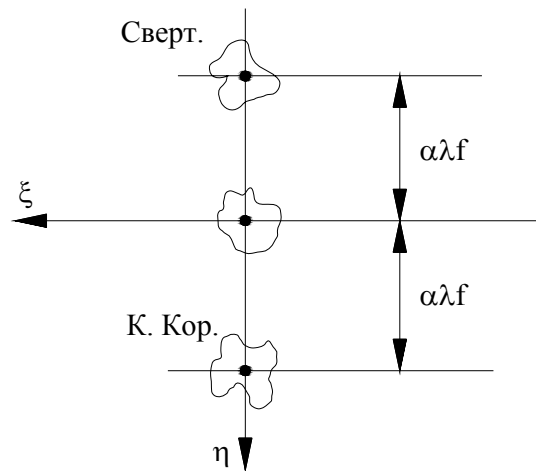


Рис. 10. Картина поля в выходной плоскости  $P_3$  коррелятора Вандер Люгта

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 (45) описывает кросс-корреляцию распределений  $g(x_1, y_1)$  и  $h(x_1, y_1)$ , также смещенную относительно оптической оси (Рис. 10).

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. 11.

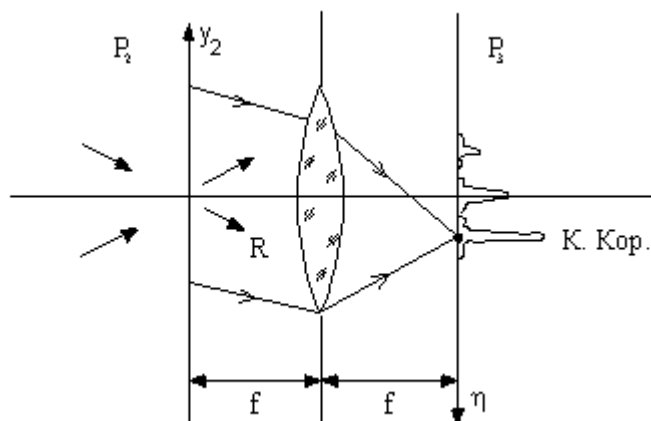


Рис. 11. Отклик коррелятора ВДЛ при точном совпадении эталонной и вводимой функций

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. 5) сигнала, что можно истолковать как следствие сдвиговой инвариантности (6) преобразования Фурье. При этом имеет место взаимно-однозначное соответствие координаты отклика в выходной плоскости фильтра ВДЛ 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.

### 1.8. 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

$$M(\omega) = M[f(x)] = \int_0^{\infty} f(x)x^{-j\omega-1} dx. \quad (46)$$

Преобразование Меллина обладает свойством инвариантности к изменению масштаба исходной функции,

$$M[f(ax)] = \frac{1}{a^{j\omega}} M[f(x)], \quad (47)$$

и тесно связано с преобразованиями Лапласа и Фурье,

$$M[f(x)] = F[f(e^{\xi})]. \quad (48)$$

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

$$x = e^{\xi}. \quad (49)$$

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. 9) при том условии, что вводимое эталонное изображение предварительно преобразуется согласно логарифмическому изменению его масштабов. При этом, например, одномерная периодическая амплитудная решетка отображается в аperiodическую 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. 11), 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.

Импульсный отклик оптического коррелятора Меллина инвариантен к изменениям масштаба вводимого изображения. 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.

### 1.9. 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  $\Delta\theta$  ра-

дио/звуко-локатора, величина которой определяется отношением длины волны  $\Lambda$  излучения к размерам  $D$  антенны приемопередатчика,

$$\Delta\Theta \approx \frac{\Lambda}{D} = \frac{\Lambda}{Vt} = \frac{\lambda}{d}. \quad (50)$$

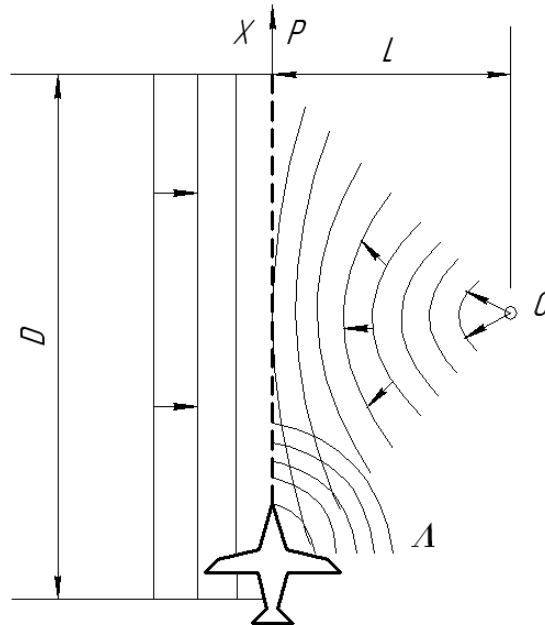


Рис. 12. Запись сигнала в РЛС бокового обзора, установленной на самолете. Эффективный размер  $D$  антенны локатора может быть искусственно увеличен («синтезирован») вследствие движения приемника излучения со скоростью  $v$  в течение времени  $t$  когерентного приема сигналов. Принцип действия РЛС бокового обзора поясняется на Рис. 12.

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. 12. Амплитуда радиосигнала от точечного источника  $O$  соответствует пропусканию синусоидальной зонной пластинки Френеля,

$$t(x) \propto \cos \frac{2\pi}{\Lambda L} (x - x_1)^2, \quad (51)$$

где  $x_1$  – координата центра линии движения самолета.

Последующая 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 (51):

$$T(\xi) \propto \cos \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi - \xi_1)^2, \quad (52)$$

при этом такой оптический транспарант является уменьшенной копией радио-голограммы точечного объекта с масштабным коэффициентом

$$\frac{\xi - \xi_1}{x - x_1} = \frac{d}{D}. \quad (53)$$

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. 13) с угловым разрешением, определяемым формулой (50).

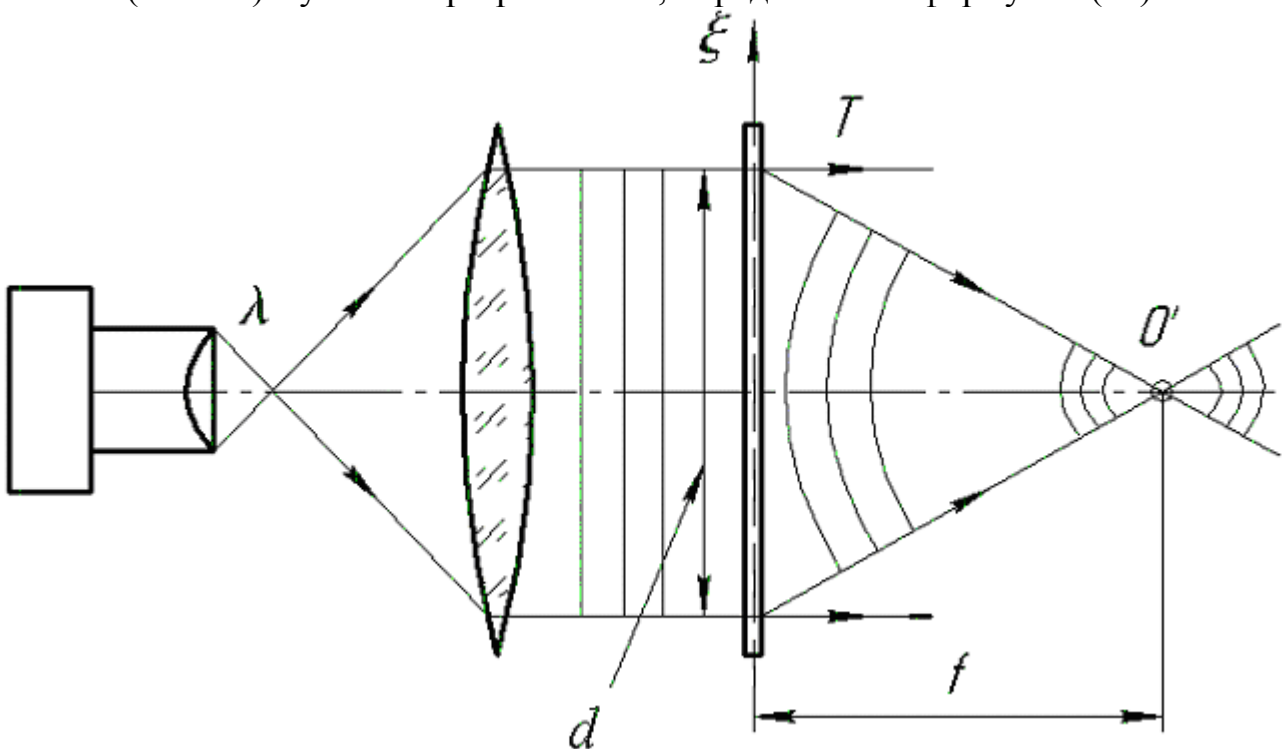


Рис. 13. Восстановление изображения в РЛС бокового обзора

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 радио-изображения источников производится при освещении такой голограммы когерентным пучком света. На практике в оптическом процессоре РЛС бокового обзора для дополнительной коррекции формы восстановленного волнового фронта используются цилиндрическая и коническая линзы.

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 сверхвысокоско-

ростных компьютеров. С появлением последних не исключено, что первоначальная чисто электронная обработка сигналов таких РЛС обретет свое «второе рождение».

## 2. Компоненты оптических систем обработки информации

### 2.1 Пространственно-временные модуляторы света

Пространственно-временные модуляторы света (ПВМС) 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, линий/мм,
- рабочие и управляющие (для ОУТ) длины волн, нм,
- величина управляющего напряжения (для ЭУТ), В,
- коэффициент контраста (равен отношению разности максимального и минимального пропусканий транспаранта к их сумме),
- быстродействие (время релаксации ПВМС),
- нелинейность передаточной характеристики,
- шумы.

В основе действия современных ПВМС лежат различные температурные, электрооптические, магнитооптические, акустооптические и др. эффекты – явления Поккельса, Керра, Фарадея, дифракция Брэгга и др. Типичные размеры линейной апертуры ПВМС 20-30 мм.

*Мембранный ЭУТ* выполнен в виде двумерной решетки элементарных отражающих свет ячеек, устройство которых показано на Рис. 14.а.

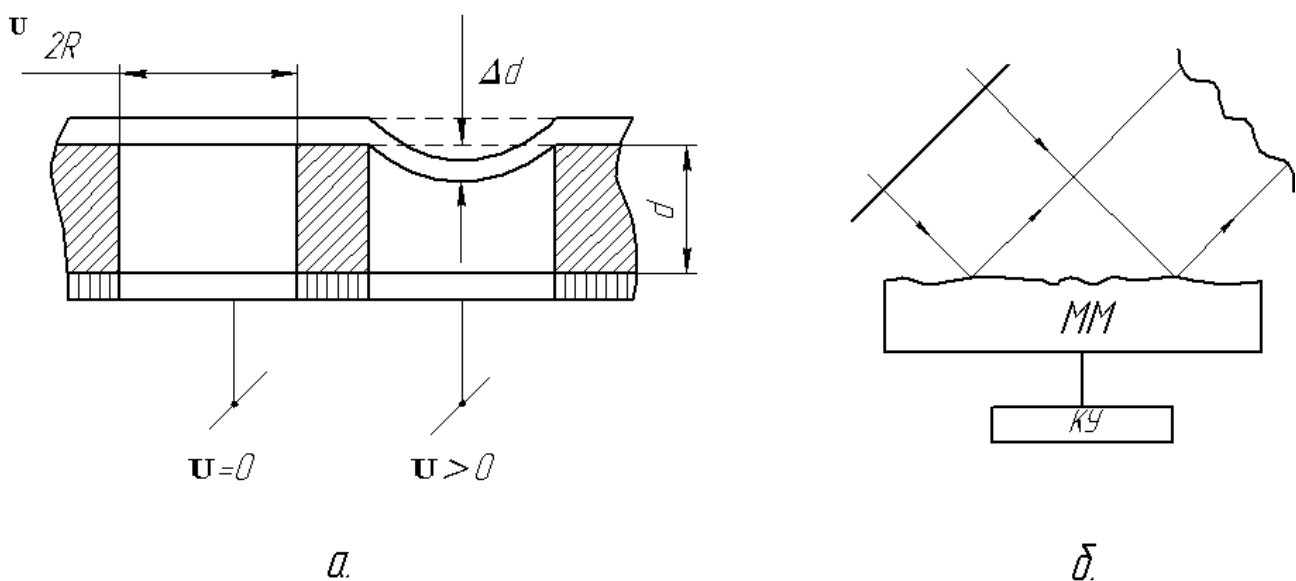


Рис. 14. Схема мембранного ЭУТ

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

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{R^2}{F_s^2} U^2, \quad (54)$$

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 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. 14. 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 линий/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. 15.

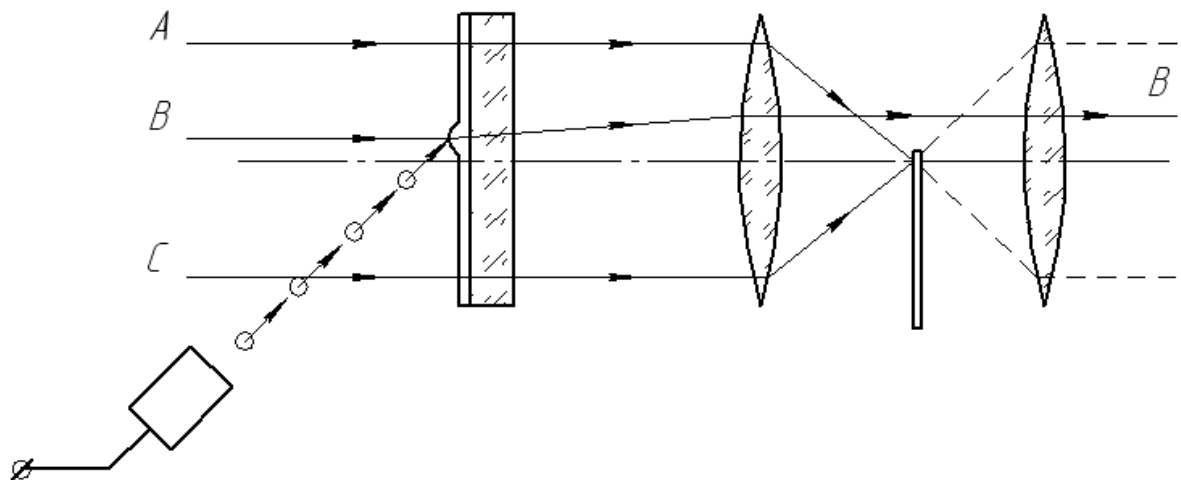


Рис. 15. Принцип действия ЭУТ «Эйдофор»

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 пленка испытывает локальные температурные деформации величиной около  $\lambda/10$ , что вследствие рефракции приводит к изменению направления светового луча, проходящего через данный участок пленки. Посредством теневой («шлирен»-) системы, включающей два объектива с установленной между ними в центре фокальной плоскости диафрагмой («ножом Фую», 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 линий/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.

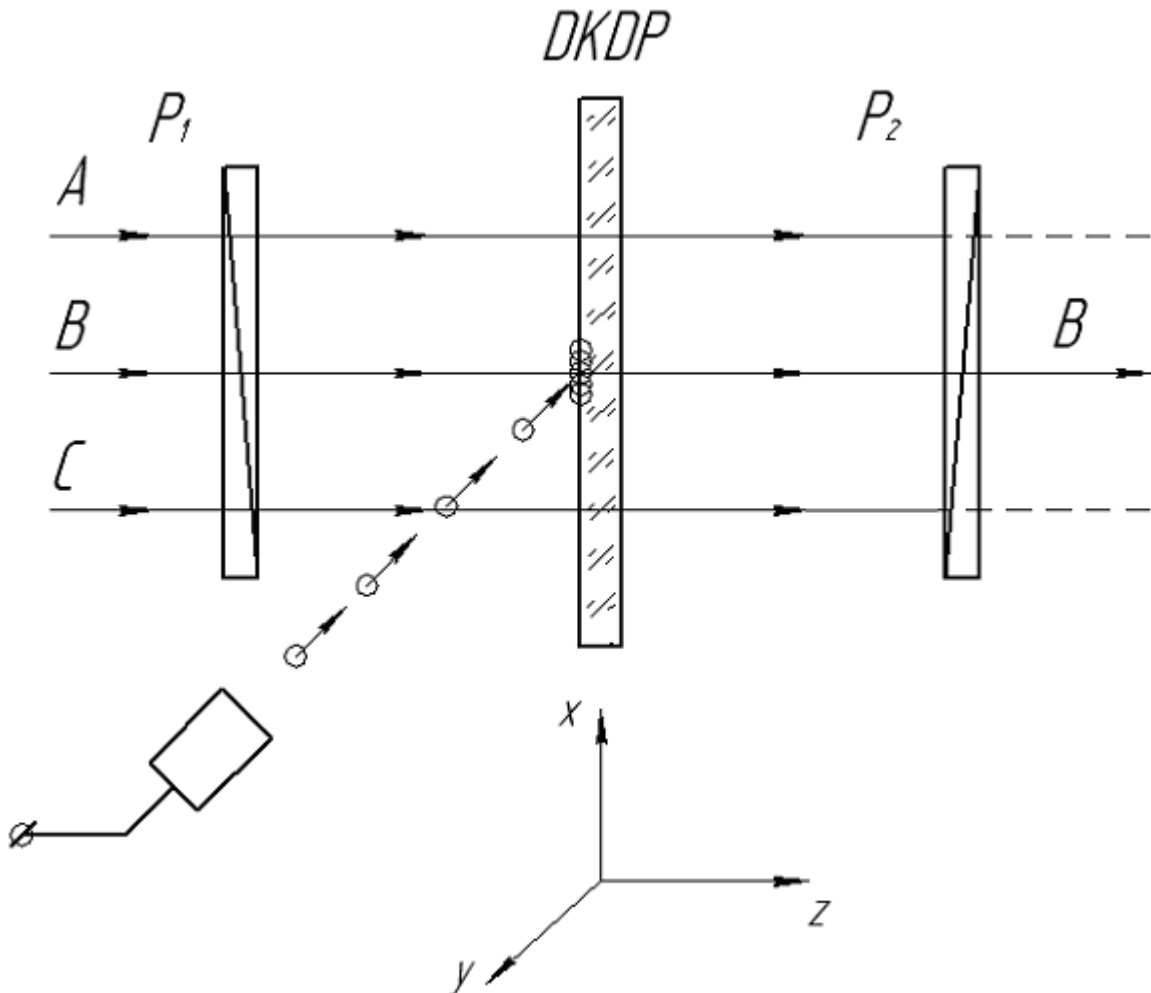


Рис. 16. ПВМС «Титус»

Другим примером электровакуумного ЭУТ является ПВМС «Титус», в основе принципа действия которого лежит линейный электрооптический эффект Погкельса (Рис. 16). Пластина из электрооптического кристалла *DKDP* ( $KD_2PO_4$ ), находящегося при температуре  $-60^\circ\text{C}$  (для охлаждения кристалла применяются термоэлементы Пельтье), сканируется электронным лучом, который создает заданный рельеф электрического потенциала  $B(x, y)$  (и соответствующее градиенту потенциала распределение локального электрического поля) вблизи поверхности кристалла. Под действием электрического поля, вследствие эффекта Погкельса, величина двулучепреломления в разных участках  $(x, y)$  кристаллической пластины прямо пропорциональна величине  $E_z \sim \nabla B(x, y)$  продольной составляющей напряженности электрического поля,

$$\Delta n_{x,y} = n_x - n_y = n^3 r E_z(x, y). \quad (55)$$

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. 16), при этом распределение мощности излучения в плоскости сечения пучка света на выходе такой оптической системы представляется формулой

$$I(x, y) = I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{V(x, y)}{V_0} \right). \quad (56)$$

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 линий/мм, временем переключения 10 мкс, коэффициентом контраста 1:100.

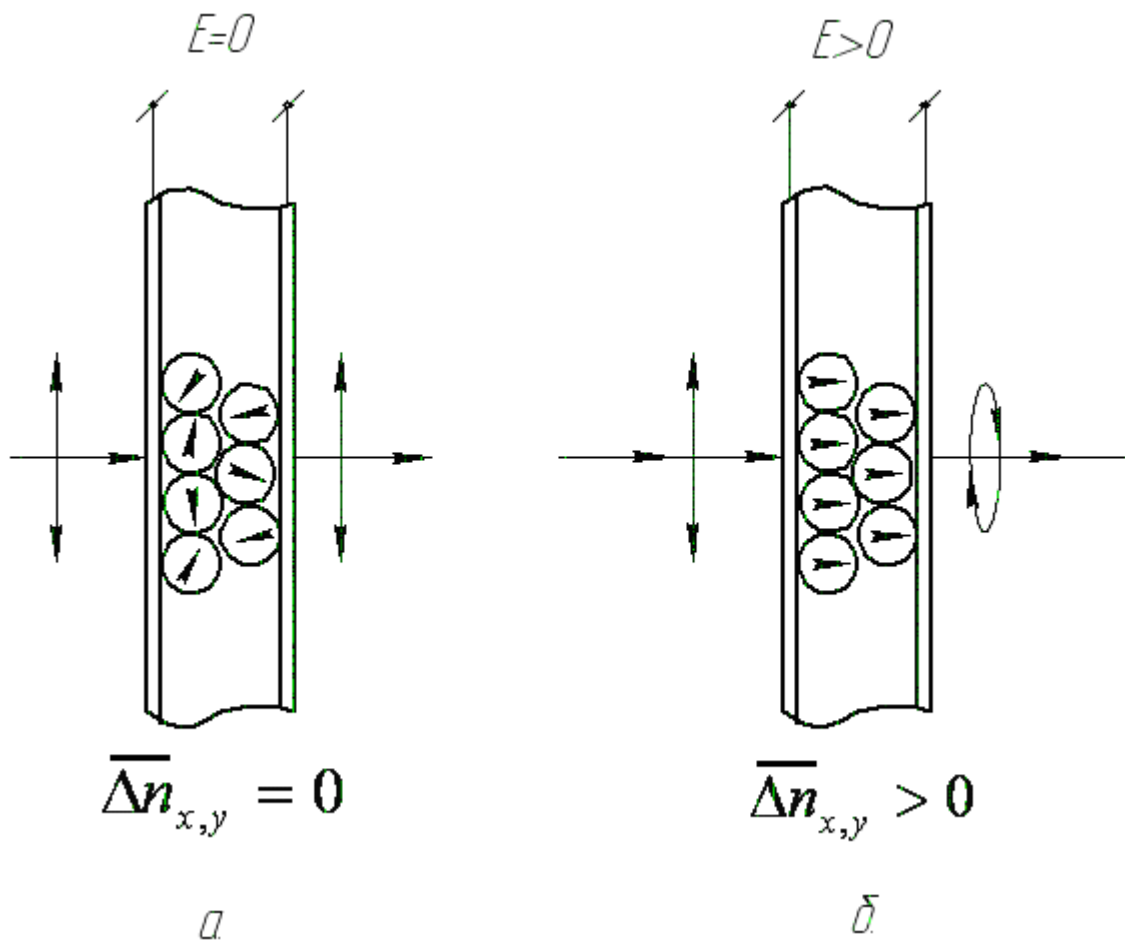


Рис. 17. Пьезокерамический ЭУТ

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, толщиной около 100 мкм. В такой

пьезокерамике образуются области спонтанной электрической поляризации (домены), вектора ориентации которых в отсутствие внешнего поля расположены хаотично – Рис. 17. а. При прохождении света через такую пьезокерамическую пластину 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 Поккельса в разных участках пластины средняя величина двулучепреломления становится отличной от нуля, что приводит к изменению поляризации света, проходящего через данный участок ЭУТ (Рис. 17. б). Пьезокерамические ЭУТ содержат до 10 000 ячеек размерами 0.3х0.3 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.

Одним из первых оптически управляемых ПМВС явился ОУТ «Фототитус»,

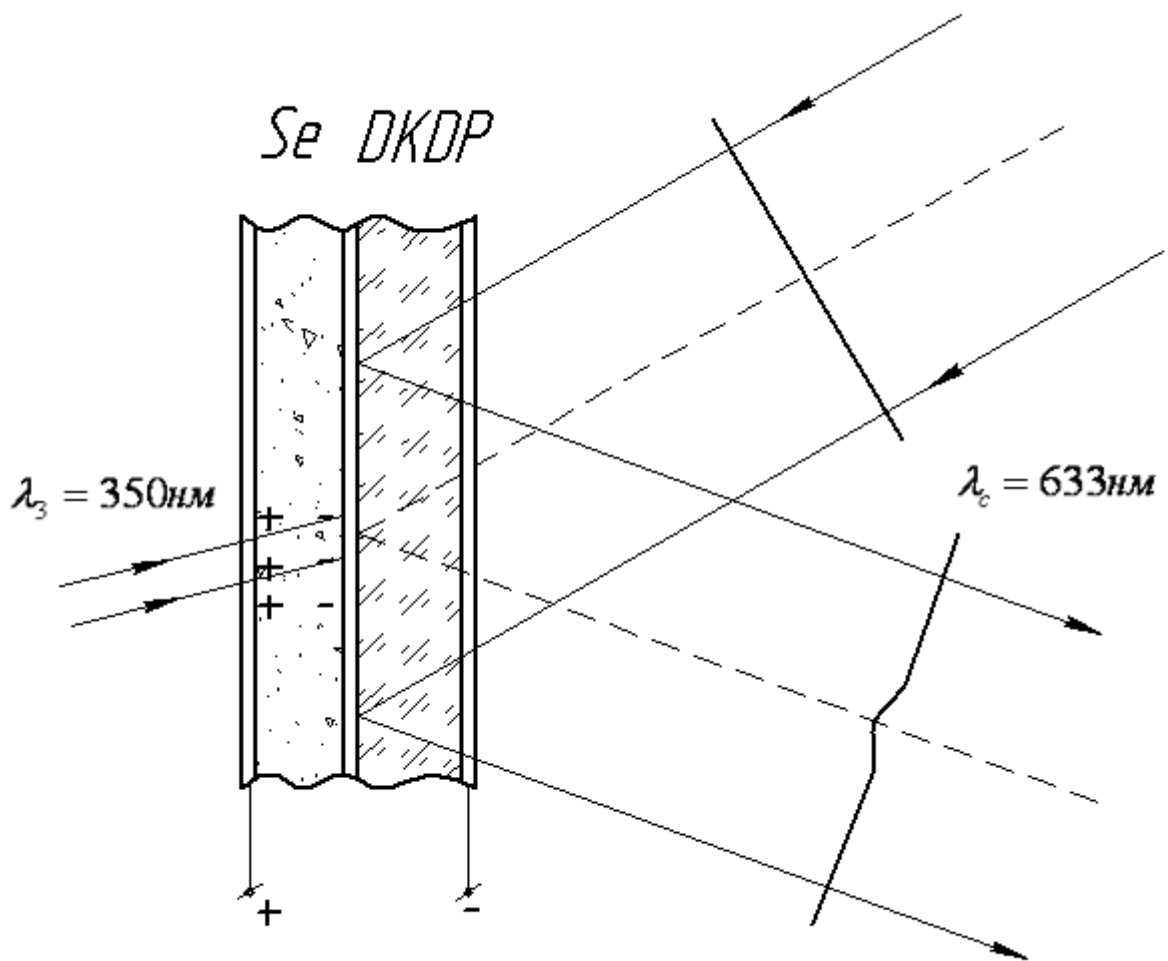


Рис. 18. ОУТ «Фототитус»

принцип действия которого поясняется на Рис. 18. В основе действия такого ОУТ лежит продольный электрооптический эффект Поккельса 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  $-50^{\circ}\text{C}$  (ниже точки Кюри).

Примером ПВМС, в котором используются как электрооптические так и полупроводниковые свойства одного кристалла является ОУТ «ПРОМ», принцип действия которого поясняется на Рис. 19.

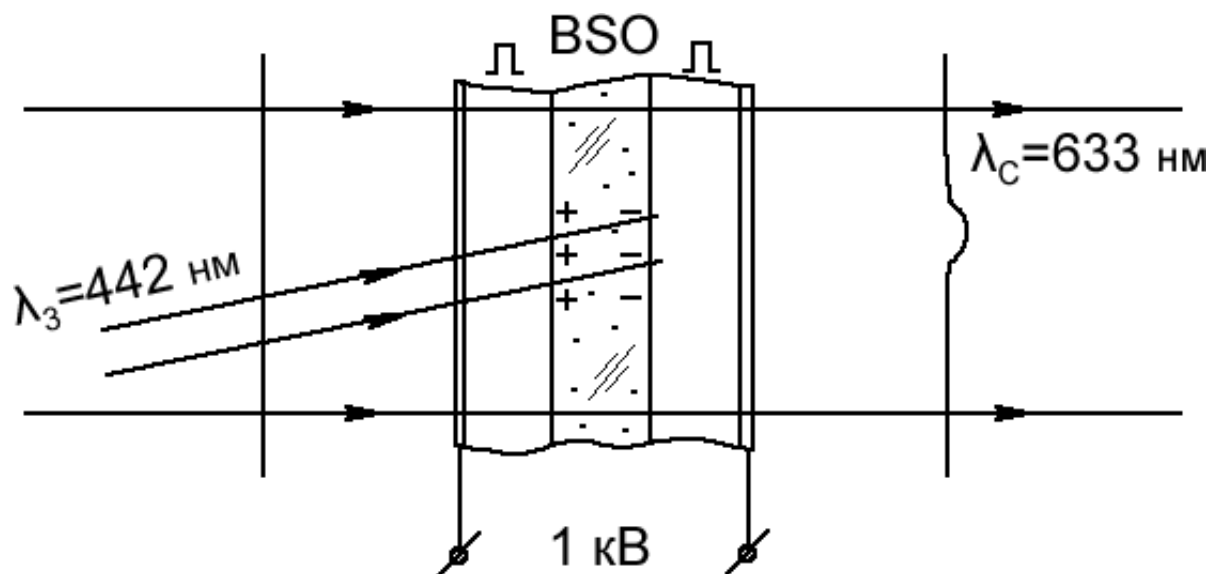


Рис. 19. ОУТ «ПРОМ».

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 дей-

ствием 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 линий/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.

## 2.2. 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,

$$n(z) = n_0 + \Delta n \sin \left[ 2\pi F \left( t - \frac{z}{V} \right) \right], \quad (57)$$

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

$$\Delta n = -\frac{n_0^3}{2} p \sqrt{\frac{2W}{CV}}, \quad (58)$$

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

$$\Lambda = \frac{V}{F} \quad (59)$$

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,

$$Q = \frac{2\pi\lambda T}{n_0\Lambda^2}, \quad (60)$$

где  $T$  – поперечные размеры звукопровода,  $\lambda$  – длина волны дифрагирующего света. Режим дифракции Рамана-Ната достигается при малых значениях  $Q \sim 1$ , режим Брэгга – при  $Q \gg 10$ . Благодаря высокой эффективности дифракции, наиболее практичен режим дифракции Брэгга, схема которого показана на Рис. 20.

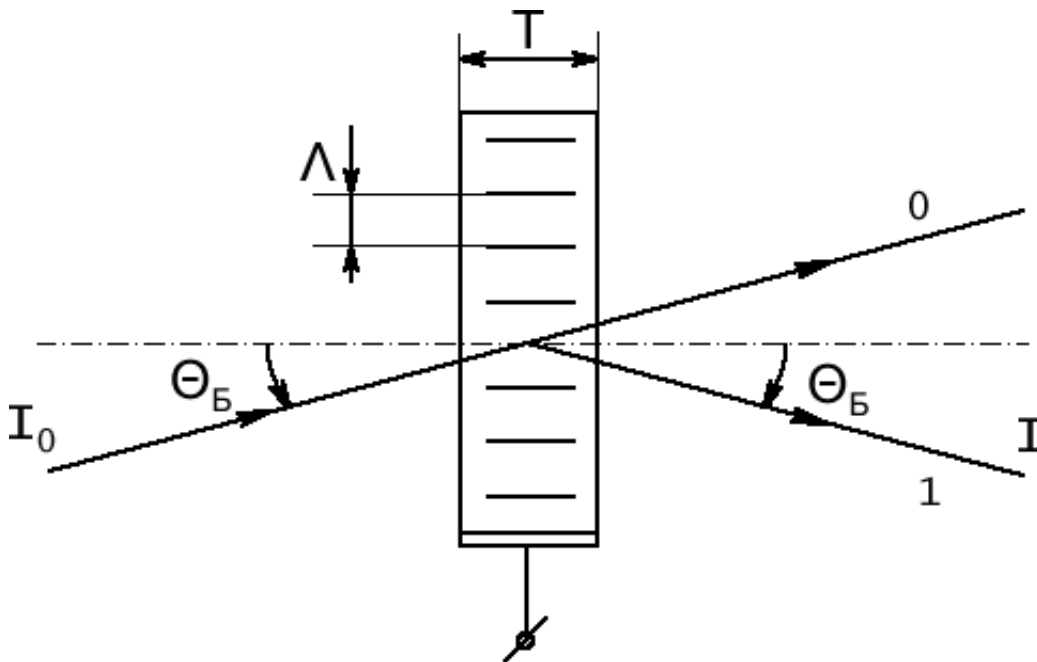


Рис. 20. Дифракция Брэгга на акустической объемной дифракционной решетке

Бегущая акустическая волна создается пьезоэлектрическим излучателем звука, закрепленным на нижнем (см. рисунок) 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. 21.

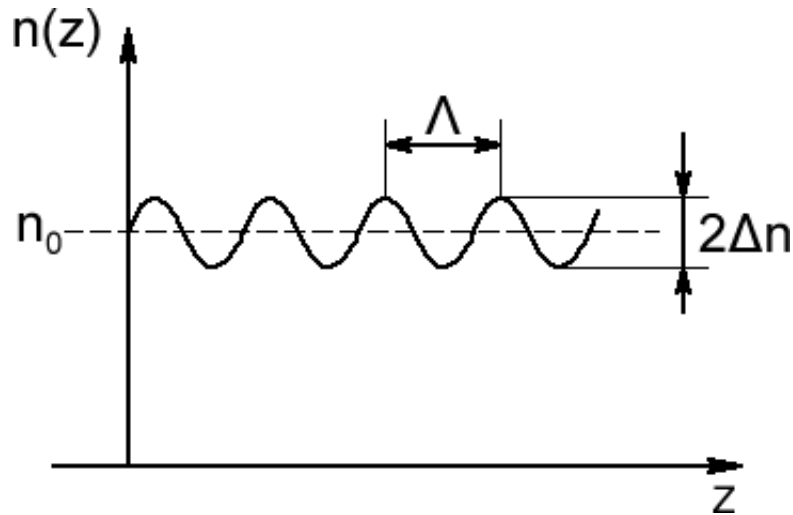


Рис. 21. Фазовая дифракционная решетка, образованная акустической волной в фиксированный момент времени

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,

$$\lambda = 2n_0\Lambda \sin \theta_B, \quad (61)$$

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,

$$\eta = \frac{I}{I_0} = \eta_0 \sin^2 \left( \frac{\pi \Delta n T}{\lambda \cos \theta_B} \right). \quad (62)$$

Изменяя мощность  $W$  акустической волны в звукопроводе (см. (58)), можно достичь величины аргумента синуса в (62), равной  $\pi/2$ , при этом эффективность  $\eta$  дифракции света может приближаться к 100%.

Отличительной особенностью дифракции Брэгга являются высокие угловая (Рис. 22 а) и спектральная (Рис. 22 б) селективности дифракции.

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

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2n_0T \sin \Theta}, \quad (63)$$

а угловая селективность  $\Delta\theta$  соотношением

$$\Delta\Theta = \frac{\lambda}{2n_0T \cos \Theta} \cdot \quad (64)$$

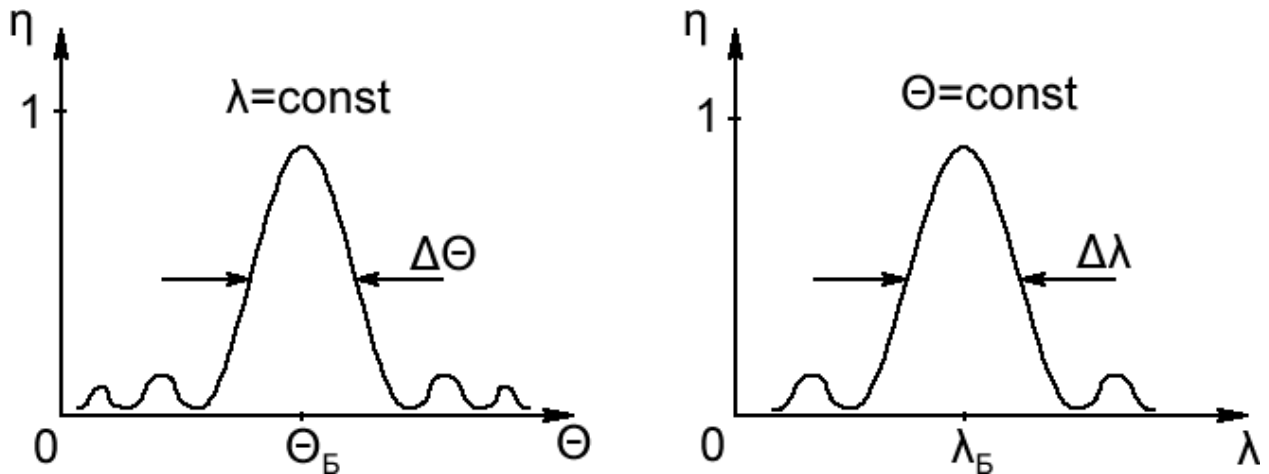


Рис. 22. Угловая (а) и спектральная (б) селективности дифракции

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. 20 частота дифрагированного света меньше частоты падающего света на величину  $F$ ). Это свойство используется в устройствах плавной регулировки частоты света, применяемых в интерферометрах, системах оптического гетеродинирования, в волоконных гироскопах и др.

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. 23.



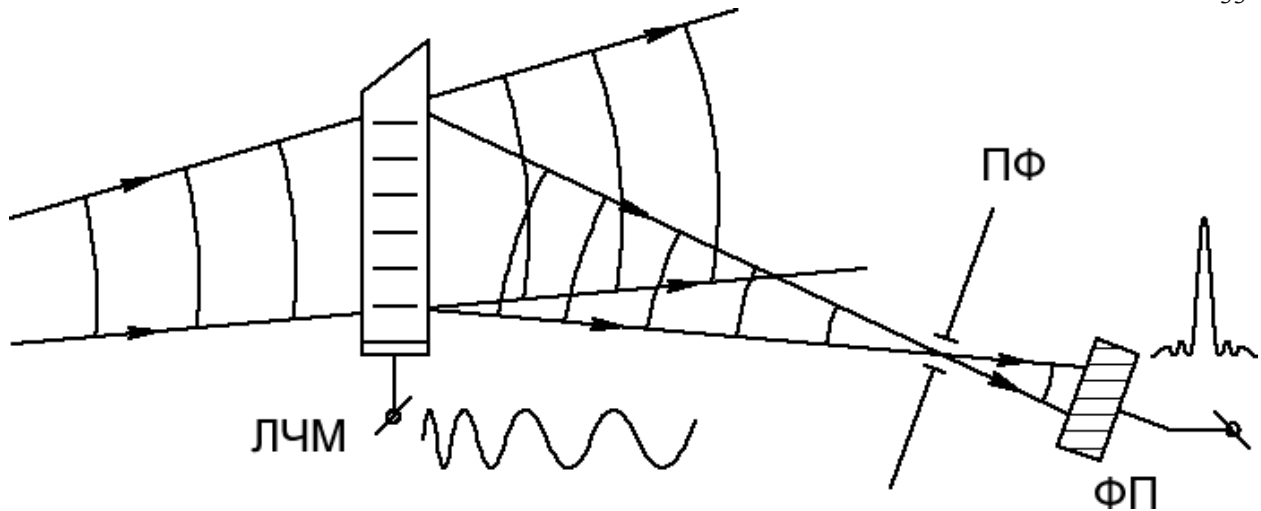


Рис. 23. АОМ, возбуждаемый линейно-частотно-модулированным сигналом

(здесь падающий свет имеет расходимость большую, чем угловая селективность дифракции). 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.

Пример применения АОМ в спектроанализаторе СВЧ-сигналов с несущей частотой в десятки-сотни (или более) МГц показан на Рис. 24.

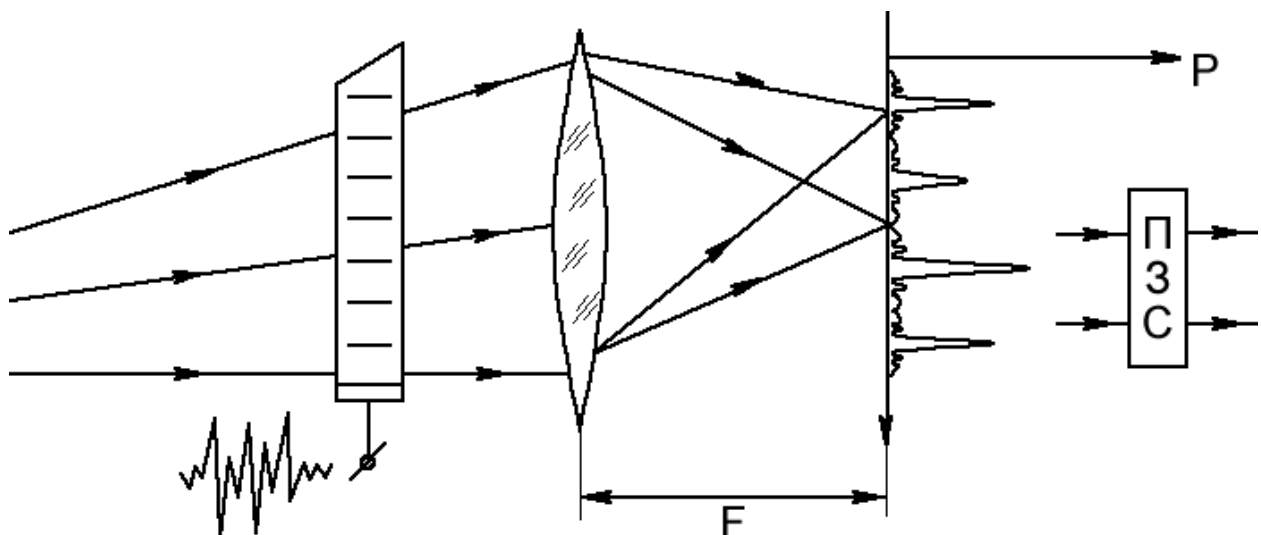


Рис. 24. Оптический спектральный анализатор СВЧ-сигналов

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.

### 2.3. Отражательные голографические оптические элементы

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.). Их основные свойства также описываются формулами (61-64). 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. 25.

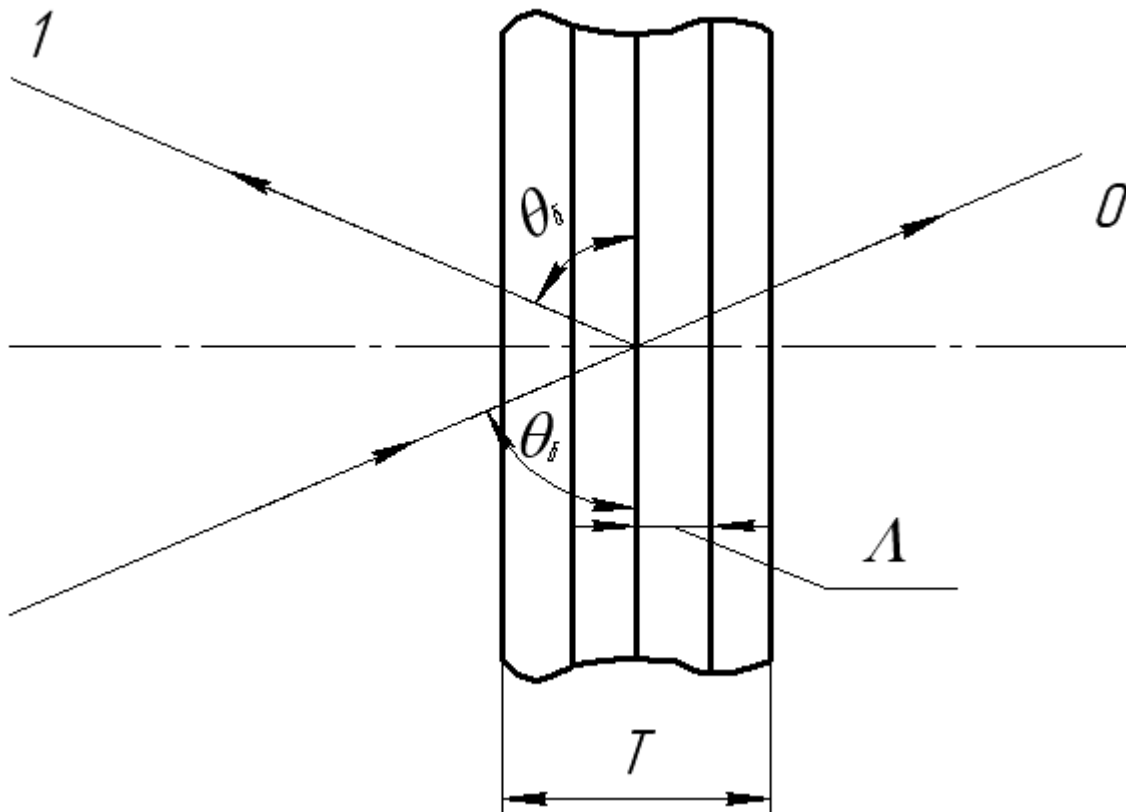


Рис. 25. Дифракция света на отражательной объемной дифракционной решетке

Как и для пропускающей дифракционной решетки Брэгга (Рис. 20), эффективная дифракция света имеет место при выполнении условия Брэгга (61), при этом угол Брэгга  $\theta_B$  отсчитывается от поверхности постоянного показателя преломления дифракционной решетки. Фазовые отражательные голограммы отличаются повышенной спектральной селективностью дифракции,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Lambda}{T}, \quad (65)$$

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

$$\Delta\theta \cong \frac{\Lambda}{T} \operatorname{tg} \theta_0. \quad (66)$$

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 спектраль-

ных фильтров и чувствительных элементов оптических датчиков давления и температуры.

Дифракционная эффективность объемных фазовых отражательных решеток описывается формулой Когельника,

$$\eta = th^2\left(\frac{\pi\Delta n T}{\lambda \cos \theta}\right). \quad (67)$$

то есть, в отличие от пропускающих решеток, монотонно зависит от толщины и амплитуды показателя преломления фазовой решетки – см. Рис. 26.

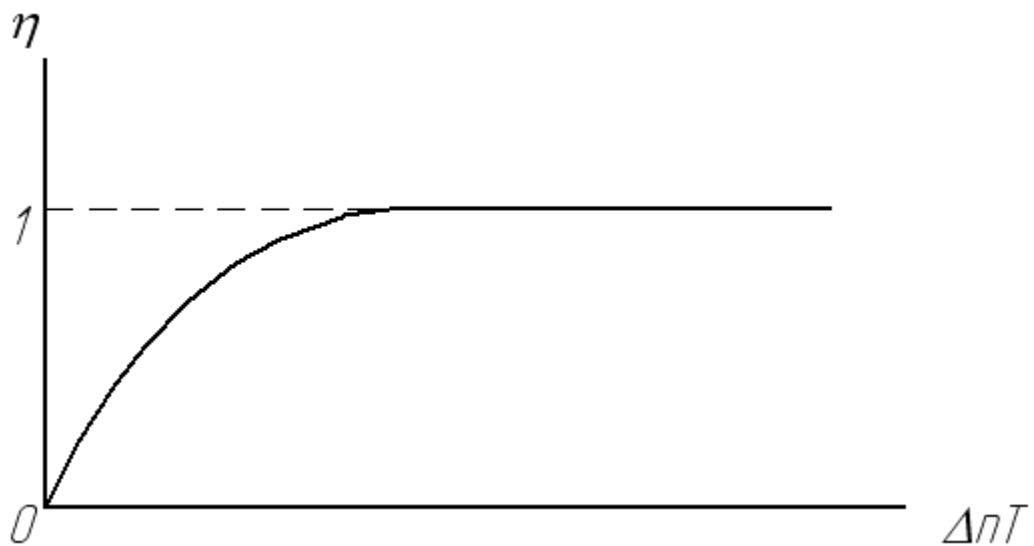


Рис. 26. Дифракционная эффективность фазовой отражательной голограммы

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. 27.

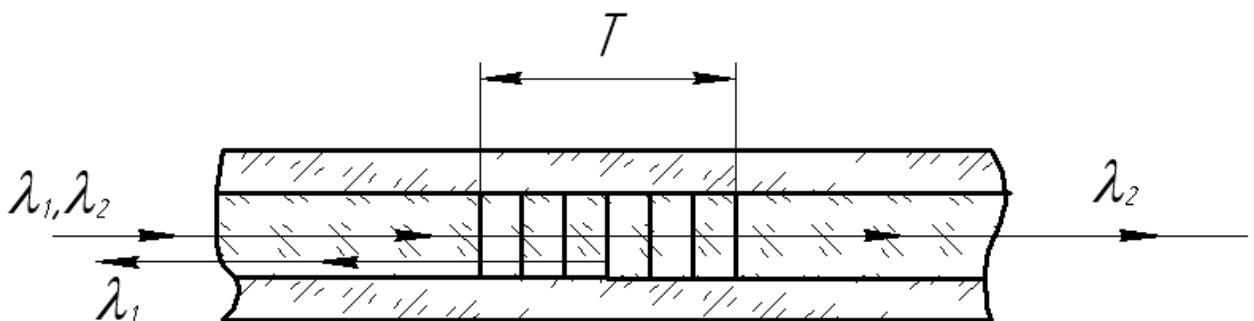


Рис. 27. Волоконная решетка Брэгга

ВРБ изготавливаются голографическим способом, экспозицией в ультрафиолетовом свете участка сердцевинны 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 нм, что и обуславливает их высокую, порядка или лучше 0.1 нм, спектральную селективность. ВРБ применяются в качестве узкополосных отражательных спектральных фильтров (Рис. 27), а также в качестве чувствительных элементов оптических датчиков механических напряжений, вибраций, звукового давления, температуры и др. Аперийодические ВРБ длиной около 1 м используются в устройствах сжатия импульсных световых сигналов для компенсации дисперсии импульсов в высокоскоростных оптических линиях связи.

#### **2.4. 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-демультиплексорах, 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. 28

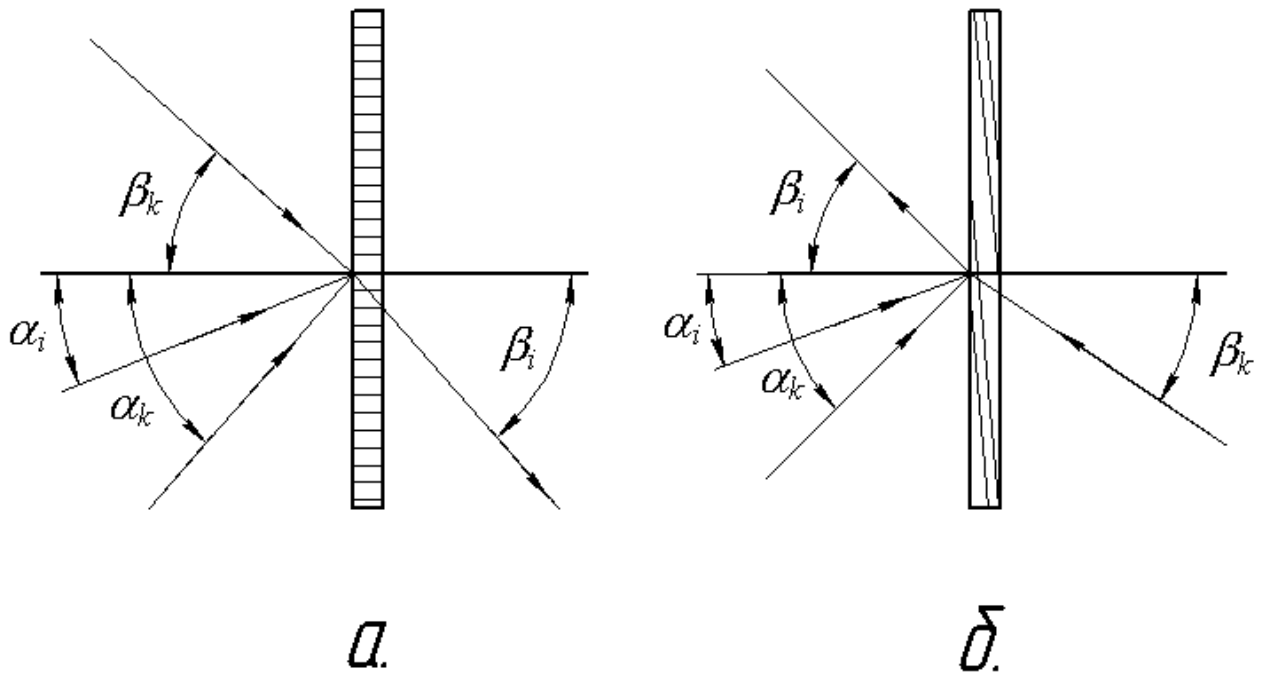


Рис. 28. Обозначения положительных углов падения и дифракции коллимированных пучков света при действии (сплошные линии) и при записи (штриховые линии) ГОЭ.

а – пропускающая голограмма, б – отражательная.

При выполнении условия Брэгга (61) углы падения  $\alpha_i$  и дифракции  $\beta_i$  коллимированных пучков света связаны с углом Брэгга  $\theta_{0i}$  выражениями

- для пропускающего ГОЭ

$$\sin \beta_i = n_i \sin \left[ 2\mathcal{G}_{0i} - \arcsin \left( \frac{\sin \alpha_i}{n_i} \right) \right], \quad (68)$$

- и для отражательного ГОЭ

$$\sin \beta_i = n_i \sin \left[ \pi - 2\mathcal{G}_{0i} - \arcsin \left( \frac{\sin \alpha_i}{n_i} \right) \right]. \quad (69)$$

При этом углы Брэгга должны удовлетворять следующим неравенствам. Для пропускающей решетки –

$$\mathcal{G}_{0i} < \frac{1}{2} \left[ \arcsin \left( \frac{1}{n_i} \right) + \arcsin \left( \frac{\sin \alpha_i}{n_i} \right) \right], \quad (70)$$

и для отражательной –

$$\mathcal{G}_{0i} > \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \left[ \arcsin\left(\frac{1}{n_i}\right) + \arcsin\left(\frac{\sin \alpha_i}{n_i}\right) \right], \quad (71)$$

Получение ГОЭ производится экспонированием и последующей химической обработкой фотоматериала при интерференции двух пучков света по схеме на Рис. 28 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

$$\alpha_k = \arcsin(n_k \sin \alpha'_k), \quad (72)$$

$$\beta_k = \arcsin(n_k \sin \beta'_k). \quad (73)$$

Для пропускающих ГОЭ (Рис. 28 а) углы в среде равны

$$\alpha'_k = \arcsin\left(\frac{n_i \lambda_k}{n_k \lambda_i} \sin \frac{\alpha'_i + \beta'_i}{2}\right) + \frac{\gamma(\alpha'_i - \beta'_i)}{2}, \quad (74)$$

$$\beta'_k = \arcsin\left(\frac{n_i \lambda_k}{n_k \lambda_i} \sin \frac{\alpha'_i + \beta'_i}{2}\right) - \frac{\gamma(\alpha'_i - \beta'_i)}{2}. \quad (75)$$

Для отражательных ГОЭ (Рис. 28 б) выполняется

$$\alpha'_k = \arccos\left(\frac{n_i \lambda_k}{n_k \lambda_i} \cos \frac{\alpha'_i + \beta'_i}{2}\right) + \frac{\alpha'_i - \beta'_i}{2\gamma} \quad (76)$$

$$\beta'_k = \arccos\left(\frac{n_i \lambda_k}{n_k \lambda_i} \cos \frac{\alpha'_i + \beta'_i}{2}\right) - \frac{\alpha'_i - \beta'_i}{2\gamma}. \quad (77)$$

В формулах (74,75) углы  $(\alpha'_i, \beta'_i)$  связаны с углами  $(\alpha_i, \beta_i)$  выражениями вида (72, 73) 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 (фото-

рефракции) среды, и принципиально может достигать нескольких десятков - сотен. Наложенная запись ГОЭ позволяет создавать компактные многофункциональные устройства записи, хранения и преобразования оптических сигналов.

## 2.5. 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 быстрые 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. 29.

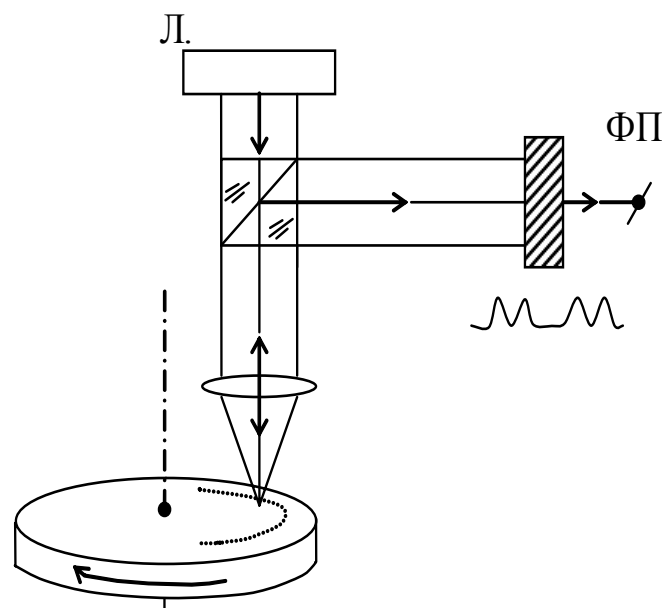


Рис. 29. Принцип действия видеодиска



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. 30. Информация, предназначенная для ввода в ЭВМ, может быть кодирована в двоичном коде и зарегистрирована в виде решетки микроголограмм, расположенных в плоскости пластины ГОЭ.

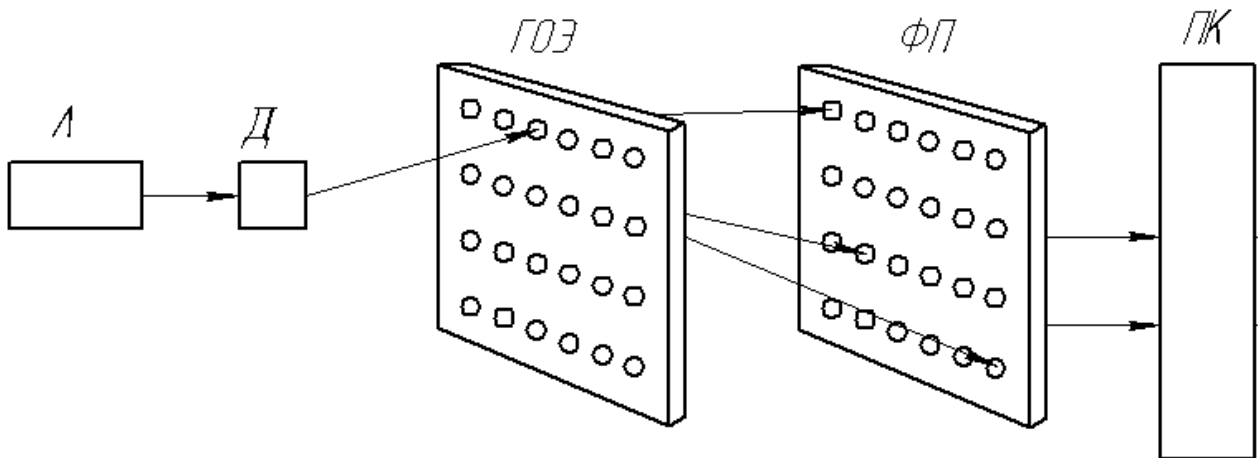


Рис. 30. Принцип действия голографического ЗУ

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.

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.

## Литература

1. Дж. Гудмен Введение в фурье-оптику, изд. «Мир», М., 1970 г.
3. А. Папулис Теория систем и преобразований в оптике, изд. «Мир», М., 1971 г.
4. Л. Мерц Интегральные преобразования в оптике, изд. «Мир», М., 1969 г.
5. Г. Старк (Ред.) Применение методов фурье-оптики, изд. «Радио и связь», М., 1988 г.
6. Д. Кейсесент (Ред.) Оптическая обработка информации, изд. «Мир», М., 1980 г.
7. В. Н. Парыгин, В. И. Балакший Оптическая обработка информации, изд. Моск. ун-та, М., 1987 г.
8. Н. Евтихеев (Ред.) Информационная оптика, изд. МЭИ, М., 2000 г.
9. А. Л. Дмитриев, Т. В. Басистова, А. В. Иванов, В. Т. Прокопенко Объемные элементы для оптического приборостроения, изд. «Знание», Л., 1991 г.
10. А. Л. Микаэлян Оптические методы в информатике, изд. «Наука», М., 1990 г.
11. С. Исихара Оптические компьютеры, изд. «Наука», М., 1992 г.

## Содержание

1. Основы оптических методов обработки информации.....	3
1.1. Структурная схема ОМОИ.....	3
1.2. Линзы как элементы, выполняющие преобразование Фурье.....	4
1.3. Свойства преобразования Фурье.....	5
1.4. Пространственные гармоники.....	8
1.5. Оптические транспаранты.....	9
1.6. Пространственная фильтрация оптических сигналов.....	11
1.7. Пространственный фильтр (коррелятор) Вандер Люгта.....	15
1.8. Оптическое преобразование Меллина.....	19
1.9. Оптическая обработка сигналов РЛС с синтезированной апертурой...20	
2. Компоненты оптических систем обработки информации.....	23
2.1. Пространственно-временные модуляторы света.....	23
2.2. Акустооптические модуляторы и спектроанализаторы .....	29
2.3. Отражательные голографические оптические элементы.....	34
2.4. Кинематика пропускающих и отражательных ГОЭ.....	37
2.5. Оптические устройства хранения информации.....	40



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.

Александр Леонидович Дмитриев

**Оптические методы обработки информации**

Учебное пособие

В авторской редакции

Дизайн обложки

Зав. Редакционно-издательским отделом

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Приписано к печати 18.11.2005

Отпечатано на ризографе Тираж 100 экз.

Е. Б. Липкович

Н. Ф. Гусарова

Заказ № 881



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

