

С. А. РОГОВ

ОСНОВЫ ОПТОИНФОРМАТИКИ

*ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
И УСТРОЙСТВА ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ*

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

2017

В ПЕЧАТЬ

План 2017 г., п. 67
Объем 4,0 печ. л.
Тираж 26 экз.
Заказ 794

Первый проректор –
проректор по учебной работе, проф.

_____ Г. М. Машков

« ____ » _____ 201__ г.

Начальник УИОР

_____ Т. С. Ландер

« ____ » _____ 201__ г.

Начальник РИО

_____ Е. Ю. Пономарева

« ____ » _____ 201__ г.

Главный специалист

И. И. Щенснюк

« ____ » _____ 201__ г.

Редактор

И. И. Щенснюк

« ____ » _____ 201__ г.



08000522

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО СВЯЗИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ
им. проф. М. А. БОНЧ-БРУЕВИЧА»
(СПбГУТ)

С. А. Рогов

ОСНОВЫ ОПТОИНФОРМАТИКИ

*ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
И УСТРОЙСТВА ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ*

Учебное пособие

СПб ГУТ)))

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2017

УДК 621.38(075.8)

ББК 32.86я73

Р 59

Рецензенты:

доктор физико-математических наук,
профессор кафедры радиофизики Санкт-Петербургского
политехнического университета Петра Великого

О. И. Котов,

кандидат технических наук,
доцент кафедры сетей связи и передачи данных СПбГУТ

И. В. Гришин

*Утверждено редакционно-издательским советом СПбГУТ
в качестве учебного пособия*

Рогов, С. А.

Р 59 Основы оптоинформатики. Оптические методы и устройства обработки информации : учебное пособие / С. А. Рогов ; СПбГУТ. – СПб., 2017. – 63 с.

Написано в соответствии с рабочими программами дисциплин: «Основы оптоинформатики» и «Оптоинформационные технологии в телекоммуникациях». Рассматриваются физические основы методов оптической обработки информации. Проведен анализ принципов функционирования основных типов когерентных и некогерентных систем обработки информации, даны примеры их применения.

Предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки бакалавров 12.03.03 «Фотоника и оптоинформатика» и направлению подготовки магистров 11.04.02 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи».

УДК 621.38(075.8)

ББК 32.86я73

© Рогов С. А., 2017

© Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М. А. Бонч-Бруевича», 2017

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АНАЛИЗА И СИНТЕЗА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ	6
1.1. Оптический сигнал	6
1.2. Преобразование Фурье в оптике	7
1.3. Распространение и дифракция света	9
1.4. Линза как элемент, выполняющий преобразование Фурье	13
1.5. Преобразование оптического сигнала с помощью пространственно-инвариантной системы	17
1.6. Дискретизация оптического сигнала. Теорема выборки	19
2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ СХЕМ КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ	22
2.1. Анализатор спектра двумерных оптических сигналов	22
2.2. Многоканальный когерентный анализатор спектра одномерных сигналов	22
2.3. Система когерентной пространственной фильтрации	23
2.4. Многоканальная система пространственной фильтрации	25
2.5. Синтез фильтров в предметной плоскости	26
2.6. Согласованная фильтрация	27
2.7. Голографический метод записи комплексных пространственных распределений	28
2.8. Фильтры Вандер Люгта	30
2.9. Коррелятор с одновременным преобразованием	32
3. НЕКОГЕРЕНТНЫЕ СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ	34
3.1. Фильтрация в предметной плоскости	34
3.2. Фильтрация в частотной плоскости	36
4. ЭЛЕМЕНТЫ СХЕМ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ	41
4.1. Лазеры	41
4.2. Пространственные модуляторы света	42
4.3. Фотоприемники	47
5. ПРИМЕНЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ. ГИБРИДНЫЕ ОПТИКО-ЦИФРОВЫЕ СИСТЕМЫ	50
5.1. Корреляционное распознавание информации в когерентно-оптических системах	51
5.2. Оптико-цифровая система для распознавания текстур	54
5.3. Структура гибридной оптико-цифровой системы	57
5.4. Распознавание образов с переменным масштабом и ориентацией	58
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	62

ВВЕДЕНИЕ

В целом ряде задач науки и техники на современном этапе требуется высокая скорость обработки информации, не достижимая при использовании традиционных методов электроники и вычислительной техники. Наибольшие трудности возникают в том случае, когда к устройствам обработки предъявляются жесткие требования по габаритам, энергопотреблению и стоимости. Примерами рассматриваемых задач являются следующие: обработка широкополосных сигналов в радио- и гидролокации, обработка и распознавание изображений в реальном масштабе времени, обработка данных сейсморазведки и др. Так, при съемке Земли из космоса в целях изучения природных ресурсов получают снимки с числом разрешимых точек $\sim 10^4 \times 10^4$. Для распознавания объектов определенной конфигурации на этих снимках с помощью цифровой техники приходится последовательно перебирать и обрабатывать все участки большого изображения размером с опознаваемый объект, поскольку обычные ЭВМ являются машинами последовательного действия. Анализ показывает, что время, затрачиваемое на обработку такого снимка, при этом значительно превосходит период появления снимков на спутнике, т. е. обработка в реальном времени невозможна.

В целях увеличения скорости обработки больших массивов информации в последние годы уделяется значительное внимание разработке цифровых матричных и многоканальных аналоговых процессоров. Однако электронные вычислители такого типа оказываются пока сложными и дорогими. Значительно проще, дешевле и экономичнее устройства оптической обработки информации. Оптический сигнал, в отличие от электрического одномерного, является двумерным, поэтому такие системы естественным образом подходят для параллельной обработки больших массивов информации типа изображений и к ним сводимым.

Блок-схема устройства оптической обработки показана на рис. В1. На входе оптической системы расположен входной преобразователь, который осуществляет модуляцию двумерного светового потока от источника света как во времени, так и по пространству. Примерами входных преобразователей являются фотопленка с изображением или многоканальный акустооптический модулятор, в котором распространяются ультразвуковые волны, возбуждаемые электрическими сигналами.

Оптическое вычислительное устройство состоит из линз различного типа, диафрагм, голографических фильтров и других оптических элементов, воздействующих на проходящий световой поток, в чем и заключается оптическая обработка. Существуют оптические элементы, параметры которых управляются электрическими сигналами, что позволяет достаточно быстро менять алгоритм обработки в системе.

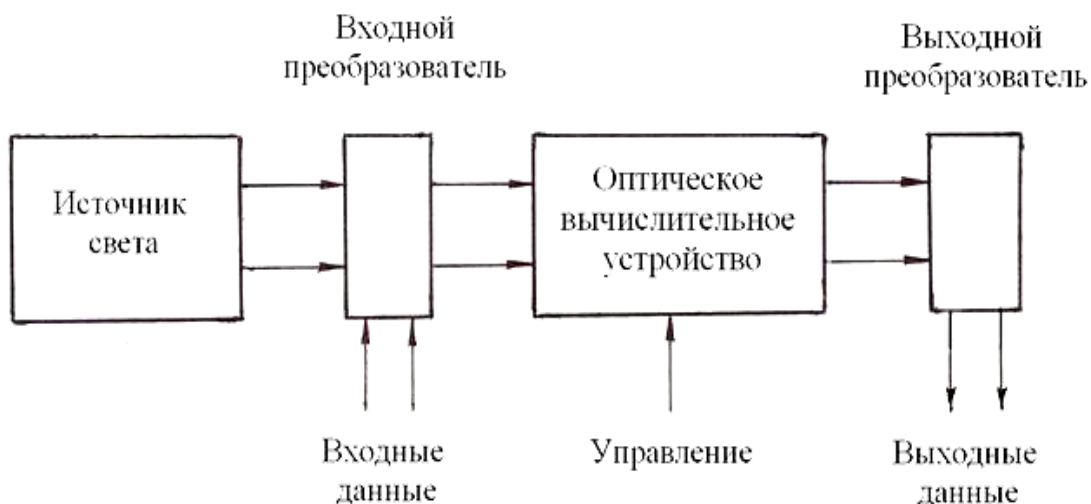


Рис. В1. Блок-схема устройства оптической обработки информации

Выходной сигнал оптической системы подается на выходной преобразователь, в качестве которого используется, например, двумерный дисплей или многоэлементный матричный фотоэлектрический преобразователь. В последнем случае световое распределение превращается в электрические сигналы, которые могут быть подвергнуты дальнейшей обработке с помощью ЭВМ.

Достоинством оптических систем является их возможность практически мгновенно, со скоростью прохождения света через устройство, осуществлять достаточно сложные операции над двумерными массивами данных типа умножения, преобразования Фурье, свертки, корреляции и др. Эквивалентная производительность оптических вычислителей достигает при этом $\sim 10^{12} - 10^{15}$ операций в секунду [1]. Габариты, энергопотребление и стоимость таких устройств оказываются на 1...2 порядка меньше аналогичных электронных, если задача вообще разрешима с помощью электронных методов.

К недостаткам оптических систем обработки следует отнести невысокую точность вычислений (1–10) % и относительную жесткость реализуемых алгоритмов. В целом такие устройства целесообразно применять, когда точность не играет определяющей роли, а жизненно необходимой является высокая скорость вычислений. Алгоритмы обработки в оптических вычислителях в основном ограничены интегральными операциями, однако они могут быть частично расширены в гибридных системах, когда оптические системы используются совместно с одной или несколькими ЭВМ.

1. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АНАЛИЗА И СИНТЕЗА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

1.1. Оптический сигнал

Оптическим сигналом называют световую волну, несущую определенную информацию. Световые волны являются электромагнитными волнами и удовлетворяют уравнениям Максвелла, а их распределение в пространстве и времени зависит от трех пространственных координат и времени. Для описания электромагнитных волн достаточно описания только электрической или только магнитной волны, так как они жестко связаны между собой. Для случая монохроматического источника света, обычно используемого в системах оптической обработки информации, распределение поля электрической или магнитной волны может быть представлено следующим образом:

$$\begin{aligned}\bar{u}_t(x, y, z, t) &= \bar{P}(x, y, z)u_t(x, y, z, t) = \\ &= \bar{P}(x, y, z)a(x, y, z)\cos[2\pi\nu t + \varphi(x, y, z)].\end{aligned}\quad (1.1)$$

Для определенности в дальнейшем будем считать, что (1.1) описывает электрическое поле. Здесь $\bar{P}(x, y, z)$ – единичный вектор, определяющий поляризацию волны; $u_t(x, y, z, t)$ – скалярная величина, численно равная мгновенному значению напряженности электрического поля; $a(x, y, z)$ – амплитуда колебаний этого поля; ν – частота колебаний; $\varphi(x, y, z)$ – фаза.

Обычно работают с использованием световых полей одной поляризации, при этом достаточно использовать скалярную форму записи световой волны:

$$u_t(x, y, z, t) = a(x, y, z)\cos[2\pi\nu t + \varphi(x, y, z)].\quad (1.2)$$

Для удобства расчетов принято пользоваться комплексной формой записи

$$\hat{u}_t(x, y, z, t) = u(x, y, z)e^{j2\pi\nu t},\quad (1.3)$$

где $u(x, y, z) = a(x, y, z)e^{j\varphi(x, y, z)}$ – комплексная амплитуда светового поля в точке (x, y, z) . При этом физический смысл имеет действительная часть выражения (1.3).

В оптических системах обычно работают с двумерными распределениями света в плоскостях, перпендикулярных оптической оси z . При этом оптический сигнал в плоскости $z = \text{const}$ полностью определяется комплексной амплитудой вида

$$u(x, y) = a(x, y)e^{j\varphi(x, y)}.\quad (1.4)$$

Выражение для оптического сигнала (1.4) аналогично комплексной форме записи электрического сигнала: $i(t) = A(t)e^{j\varphi(t)}$, в котором время заменено на пространственные координаты. При этом оптический сигнал является функцией не одной, а двух переменных.

1.2. Преобразование Фурье в оптике

В оптике большое значение имеет преобразование Фурье, поскольку оптические системы состоят из линз, а при когерентном освещении амплитуды света в передней и задней фокальных плоскостях линзы, как будет показано, связаны преобразованием Фурье. В отличие от электроники, где используют преобразование Фурье функции одной переменной, в оптике имеют дело с преобразованием Фурье от функций двух переменных:

$$\mathcal{F}[g(x, y)] = \int \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) e^{-j2\pi(\xi x + \eta y)} dx dy = G(\xi, \eta). \quad (1.5)$$

Преобразование Фурье $G(\xi, \eta)$ называется двумерным спектром функции $g(x, y)$, а ξ, η – пространственными частотами. Если преобразование Фурье существует, то функцию $g(x, y)$ можно разложить по пространственным частотам в виде обратного преобразования Фурье:

$$g(x, y) = \mathcal{F}^{-1}[G(\xi, \eta)] = \int \int_{-\infty}^{\infty} G(\xi, \eta) e^{j2\pi(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta.$$

Достаточными условиями существования преобразования Фурье являются: абсолютная интегрируемость функции $g(x, y)$, конечное число максимумов в любой ограниченной области входных переменных, отсутствие разрывов 2-го рода. Как правило, для существования преобразования Фурье достаточно условия физической осуществимости исходной функции.

Для некоторых функций, для которых одно из условий существования не выполнено, преобразование Фурье, тем не менее, существует, если его рассматривать как предел фурье-образов последовательности функций. Такой функцией является, например, дельта-функция Дирака, функции $f(x, y) = 1$, $f(x, y) = \cos(2\pi\xi_0 x)$ и др.

Дельта-функция удовлетворяет следующим условиям:

$$\delta(x, y) = \begin{cases} \infty & \text{при } x = 0, y = 0; \\ 0 & \text{в остальных случаях;} \end{cases} \quad \int \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x, y) dx dy = 1.$$

Она имеет разрыв 2-го рода в начале координат. Если рассматривать дельта-функцию как предел некоторой последовательности обычных функций, например

$$\delta(x, y) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left\{ N^2 \exp \left[-N^2 \pi (x^2 + y^2) \right] \right\},$$

то фурье-образ дельта-функции находится как предел фурье-образов этой последовательности функций:

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \{ \delta(x, y) \} &= \lim_{N \rightarrow \infty} \left[F \left\{ N^2 \exp \left[-N^2 \pi (x^2 + y^2) \right] \right\} \right] = \\ &= \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\exp \left(-\pi \frac{\xi^2 + \eta^2}{N^2} \right) \right] \equiv 1. \end{aligned}$$

Рассмотрим основные свойства преобразования Фурье, выражаемые в виде ряда теорем.

1. Теорема линейности:

$$\mathcal{F} [\alpha g(x, y) + \beta h(x, y)] = \alpha \mathcal{F} [g(x, y)] + \beta \mathcal{F} [h(x, y)],$$

т. е. фурье-образ суммы двух функций равен сумме их фурье-образов.

2. Теорема подобия:

$$\mathcal{F} \{ g(ax, by) \} = \frac{1}{|ab|} G \left(\frac{\xi}{a}, \frac{\eta}{b} \right),$$

т. е. «растяжение» координат в пространственной области (x, y) приводит к сокращению координат в области частот (ξ, η) и к изменению общей амплитуды спектра.

3. Теорема смещения:

$$\mathcal{F} [g(x-a, y-b)] = G(\xi, \eta) e^{-j2\pi(\xi a + \eta b)},$$

т. е. смещение функции в пространственной области вызывает линейный фазовый сдвиг в области частот.

4. Теорема свертки:

Если $\mathcal{F} \{ g(x, y) \} = G(\xi, \eta)$ и $\mathcal{F} \{ h(x, y) \} = H(\xi, \eta)$, то

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \{ g(x, y) \otimes h(x, y) \} &= \mathcal{F} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x', y') h(x-x', y-y') dx' dy' \right\} = \\ &= G(\xi, \eta) H(\xi, \eta), \end{aligned}$$

где \otimes – знак свертки. Свертка двух функций в пространственной области эквивалентна более простой операции умножения их фурье-образов.

5. Свойство симметрии:

$$\mathcal{F}[g^*(x, y)] = G^*(-\xi, -\eta).$$

6. Теорема корреляции:

$$\mathcal{F}\left\{\int\int_{-\infty}^{\infty} g(x', y')h^*(x' - x, y' - y)dx'dy'\right\} = G(\xi, \eta)H^*(\xi, \eta).$$

Эту теорему можно рассматривать как частный случай теоремы свертки.

7. Теорема Парсеваля:

$$\int\int_{-\infty}^{\infty} |g(x, y)|^2 dx dy = \int\int_{-\infty}^{\infty} |G(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta.$$

Эта теорема обычно интерпретируется как закон сохранения энергии.

8. Преобразование Фурье от произведения двух функций:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}\{g(x, y)h(x, y)\} &= \int\int_{-\infty}^{\infty} G(\xi', \eta')H(\xi - \xi', \eta - \eta')d\xi'd\eta' = \\ &= G(\xi, \eta) \otimes H(\xi, \eta).\end{aligned}$$

9. Интегральная теорема Фурье: в каждой точке непрерывной функции $g(x, y)$

$$\mathcal{F}\mathcal{F}^{-1}\{g(x, y)\} = \mathcal{F}^{-1}\mathcal{F}\{g(x, y)\} = g(x, y).$$

В каждой точке разрыва функции g два последовательных преобразования дают среднее значение величины g в окрестности этой точки.

Рассмотренные выше теоремы являются основными и не исчерпывают всех случаев применения фурье-преобразования. При необходимости новые свойства могут быть доказаны, как и приведенные теоремы, на основе определения преобразования Фурье.

1.3. 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:

$$\nabla^2 u_t(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u_t(x, y, z, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (1.6)$$

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

Подставляя в (1.6) выражение светового поля известной частоты (1.2), получаем уравнение для комплексной амплитуды (уравнение Гельмгольца):

$$(\nabla^2 + k^2)u(x, y, z) = 0, \quad (1.7)$$

где $k = 2\pi\nu/c = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Одним из наиболее простых решений этого уравнения является плоская волна:

$$u(x, y, z) = a_0 e^{-jk\vec{n}\vec{r}} = a_0 e^{-2\pi j(\xi x + \eta y + \zeta z)}, \quad (1.8)$$

где

$$\xi = \frac{\cos\alpha}{\lambda}; \quad \eta = \frac{\cos\beta}{\lambda}; \quad \zeta = \frac{\cos\gamma}{\lambda} \quad (1.9)$$

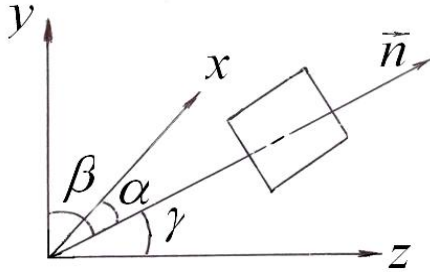


Рис. 1.1. Плоская волна в декартовых координатах

– 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. 1.1).

Плоскую волну, распространяющуюся в направлении, близком оси z , удобно пред-

ставить в виде

$$u(x, y, z) = u(x, y, 0) e^{-jkz(1-\lambda^2\xi^2-\lambda^2\eta^2)^{1/2}}, \quad \xi^2 + \eta^2 \leq 1/\lambda^2, \quad (1.10)$$

где

$$u(x, y, 0) = a_0 e^{-j2\pi\xi x} e^{-j2\pi\eta y} \quad (1.11)$$

– элементарная пространственная гармоника во входной плоскости $z = 0$. Выражение (1.10) получено с учетом

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

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

$$u(x, y, z) = \iint_{\xi^2 + \eta^2 \leq 1/\lambda^2} U_0(\xi, \eta) e^{-jkz(1-\lambda^2\xi^2-\lambda^2\eta^2)^{1/2}} e^{-j2\pi\xi x} e^{-j2\pi\eta y} d\xi d\eta. \quad (1.12)$$

Интегрирование производится в области $\xi^2 + \eta^2 \leq 1/\lambda^2$, где существуют пространственные гармоники, соответствующие волне с длиной λ .

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

$$u(x, y, 0) = u_{\text{вх}}(x, y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} U_0(\xi, \eta) e^{-j2\pi\xi x} e^{-j2\pi\eta y} d\xi d\eta,$$

откуда

$$U_0(\xi, \eta) = \int \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y, 0) e^{j2\pi\xi x} e^{j2\pi\eta y} dx dy. \quad (1.13)$$

Из (1.12) следует, что распространение света в свободном пространстве от $z = 0$ до $z = d$ эквивалентно действию фильтра пространственных частот вида

$$H(\xi, \eta) = \begin{cases} e^{-jkd(1-\lambda^2\xi^2-\lambda^2\eta^2)^{1/2}}, & \xi^2 + \eta^2 \leq 1/\lambda^2; \\ 0 & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (1.14)$$

так что пространственный спектр светового поля в выходной плоскости имеет вид

$$U(\xi, \eta)|_{z=d} = U_0(\xi, \eta)H(\xi, \eta). \quad (1.15)$$

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

$$U(\xi, \eta)|_{z=d} = U_0(\xi, \eta)e^{-jkd} e^{j\pi\lambda d(\xi^2 + \eta^2)}. \quad (1.16)$$

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 [2]

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

Используя выражения (1.12) и (1.16), перейдем от спектрального представления светового поля в плоскости $z = d$ к координатному:

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

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:

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

т. е

$$u(x, y, d) = (j/\lambda d) e^{-jkd} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x_0, y_0) \times e^{-(j\pi/\lambda d)[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2]} dx_0 dy_0. \quad (1.17)$$

Выражение (1.17) 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 [3]:

$$\sqrt[3]{\frac{(\alpha + \rho)^4}{\lambda}} \leq d \leq \frac{l_{\min}^4}{\lambda^3}, \quad (1.18)$$

где α – максимальный радиус апертуры; ρ – максимальный радиус в плоскости наблюдения d ; l_{\min} – наименьший размер неоднородностей распределения во входном распределении $u(x, y, 0)$, связанный с максимальной пространственной частотой $\nu_{\max} = 1/l_{\min}$.

В более дальней зоне, когда $d \gg (x^2 + y^2)/\lambda$, формулу (1.17) можно переписать в более простом виде:

$$u(x, y, d) = (j/\lambda d) e^{-jkd} e^{(jk/2d)(x^2+y^2)} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x_0, y_0) e^{(jk/d)(xx_0+yy_0)} dx_0 dy_0. \quad (1.19)$$

Полученное приближение называется приближением Фраунгофера. С точностью до коэффициента выражение (1.19) 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 2α – максимальный размер дифракционной апертуры [3].

В непосредственной близости от транспаранта, когда $d \leq l_{\min}^2/5\lambda$, справедливо приближение тени (рис. 1.2).

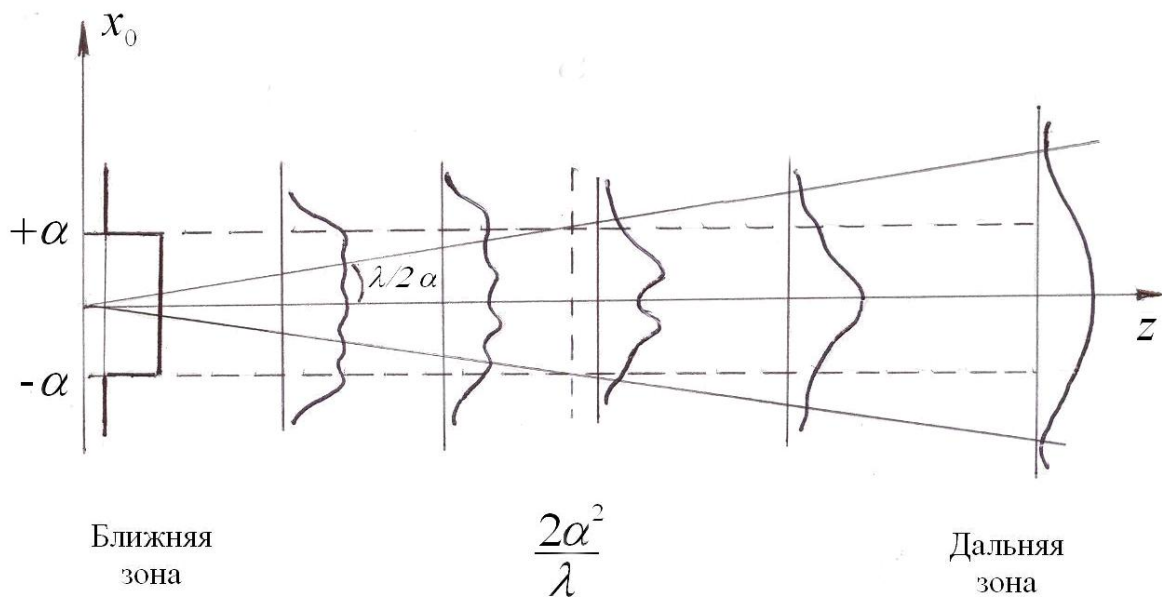


Рис. 1.2. Зоны дифракции

1.4. Линза как элемент, выполняющий преобразование Фурье

Возможность осуществления линзой преобразования Фурье лежит в основе большинства применений когерентной оптики. Прежде всего это устройства спектрального анализа, в которых преобразование Фурье используется непосредственно. Кроме того, это вычисление свертки и корреляции, так как эти операции могут быть выполнены с помощью преобразования Фурье, оптического умножения и обратного преобразования Фурье.

Рассмотрим, как получается преобразование Фурье с помощью простейшей когерентной оптической системы, состоящей из тонкой линзы с фокусным расстоянием f и плоского транспаранта с коэффициентом пропускания по амплитуде $t(x_0, y_0)$, расположенного непосредственно перед линзой. Транспарант освещается монохроматической плоской световой волной с длиной λ и амплитудой a_0 , падающей нормально к плоскости транспаранта (рис. 1.3).

Световой сигнал перед транспарантом равен a_0 (как и везде, мы опускаем постоянный фазовый множитель). После прохождения транспаранта амплитуда световой волны перед линзой становится равной $u_{\text{л}}(x_0, y_0) = a_0 t(x_0, y_0)$. Линзу считаем тонкой, т. е. световые лучи не смещаются при прохождении через нее, а только получают фазовую задержку, зависящую от толщины стекла в месте прохождения света и коэффициента преломления материала линзы. Можно считать в обычном параксиальном

приближении (когда сферические поверхности заменяются параболическими), что коэффициент пропускания такой линзы равен

$$t_{\text{л}}(x_0, y_0) = \exp[j\Delta\varphi(x_0, y_0)],$$

где $\Delta\varphi = \pi(x_0^2 + y_0^2)/\lambda f = (k/2f)(x_0^2 + y_0^2)$; f – фокусное расстояние линзы.

Тогда световая волна непосредственно за линзой будет определяться формулой

$$u(x_0, y_0) = a_0 t(x_0, y_0) t_{\text{л}}(x_0, y_0) = a_0 t(x_0, y_0) e^{(jk/2f)(x_0^2 + y_0^2)}.$$

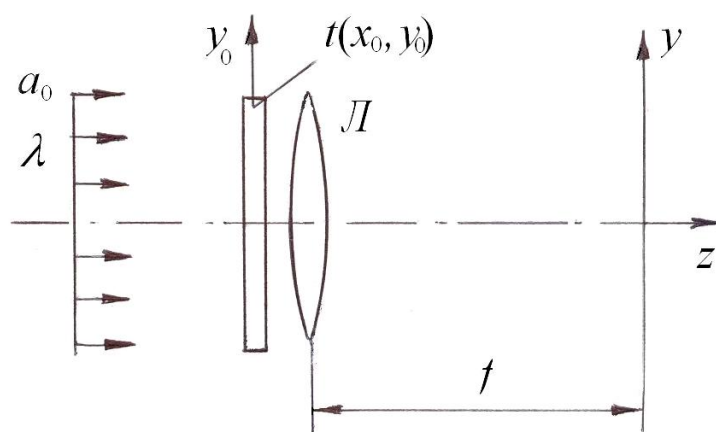


Рис. 1.3. Оптическая система с тонкой линзой.
Транспарант расположен непосредственно перед линзой

Далее свет распространяется в свободном пространстве, поэтому для нахождения светового поля на расстоянии d от линзы воспользуемся интегралом Френеля–Кирхгофа (1.17), подставляя $u(x_0, y_0)$ в качестве исходного поля:

$$u(x, y, d) = (jka_0/2\pi d) e^{-jkd} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_0, y_0) e^{(jk/2f)(x_0^2 + y_0^2)} \times e^{-(jk/2d)[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]} dx_0 dy_0. \quad (1.20)$$

При подстановке $d = f$ выражение (1.20) можно упростить. В результате получаем, что с точностью до квадратичного фазового множителя амплитуда света в задней фокальной плоскости линзы ($d = f$) равна преобразованию Фурье от коэффициента пропускания транспаранта (несущественный постоянный фазовый множитель опускаем):

$$u(x, y, f) = (jka_0/2\pi f) e^{-(jk/2f)(x^2 + y^2)} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_0, y_0) e^{(j2\pi/\lambda f)(xx_0 + yy_0)} dx_0 dy_0. \quad (1.21)$$

Сравнивая это выражение с точной формулой преобразования Фурье

$$\int \int_{-\infty}^{\infty} t(x_0, y_0) e^{-j2\pi(\xi x_0 + \eta y_0)} dx_0 dy_0,$$

видим, что пространственные частоты входного транспаранта (ξ, η) отображаются на плоскости (x, y, f) в масштабе

$$\xi = -x/\lambda f; \eta = -y/\lambda f.$$

Квадратичный фазовый множитель перед интегралом в (1.21) не является существенным, если интересуются только распределением амплитуды спектра входного сигнала. Кроме того, его можно скомпенсировать, поместив в фокальную плоскость тонкую линзу с таким же фокусным расстоянием f .

Точное преобразование Фурье предполагает интегрирование в бесконечных пределах, однако предположения, сделанные при выводе, могут при этом нарушаться. Бесконечные пределы можно сохранить в случае, когда коэффициент пропускания транспаранта отличен от нуля в ограниченной области вблизи оптической оси линзы, где не сказываются aberrации и виньетирование.

Транспарант, расположенный вплотную к линзе, является некоторой идеализацией. Теория дифракции позволяет вычислить распределение светового поля на выходе системы при произвольном расположении входной плоскости относительно линзы (рис. 1.4).

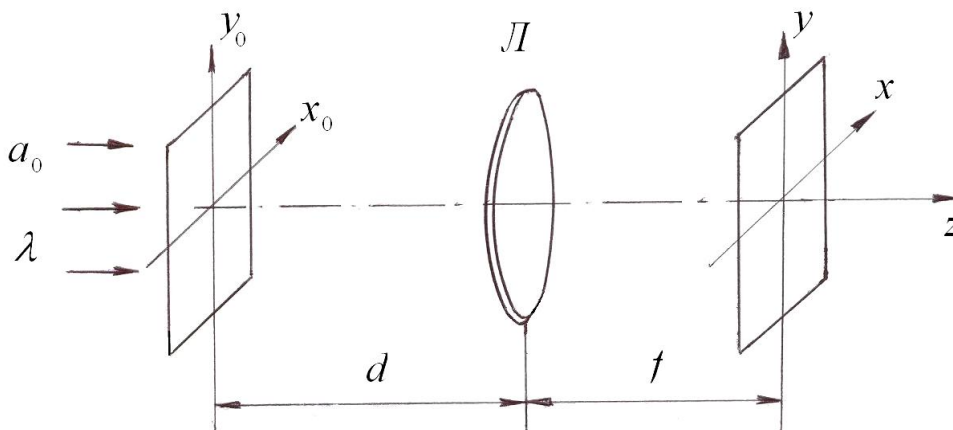


Рис. 1.4. Оптическая система с тонкой линзой.
Транспарант расположен перед линзой

Для упрощения расчетов воспользуемся результатами предыдущих вычислений. Ранее было показано, что пространственный спектр распределения поля при прохождении свободного пространства умножается

на величину, равную, в приближении Френеля (и с точностью до постоянного фазового множителя), $\exp[j\pi\lambda d(\xi^2 + \eta^2)]$, где ξ и η – пространственные частоты в разложении входного сигнала, см. (1.16). Таким образом, световое поле перед линзой будет иметь пространственный спектр

$$U_{\text{л}}(\xi, \eta) = a_0 T(\xi, \eta) e^{j\pi\lambda d(\xi^2 + \eta^2)},$$

где $T(\xi, \eta)$ – амплитуда разложения по элементарным пространственным гармоникам коэффициента пропускания исходного транспаранта $t(x_0, y_0)$, см. (1.13). Было также показано в (1.21), что поле в фокальной плоскости линзы связано, с точностью до квадратичного фазового множителя, с обратным фурье-образом поля в непосредственной близости слева от линзы в соответствии с формулой

$$U(\xi, \eta, f) = \frac{jk}{2\pi f} e^{-j\pi\lambda f(\xi^2 + \eta^2)} U_{\text{л}}(\xi, \eta),$$

где $\xi = x/\lambda f$, $\eta = y/\lambda f$. Подставляя в последнее выражение $U_{\text{л}}(\xi, \eta)$, получим

$$U(\xi, \eta, f) = \frac{jk}{2\pi f} a_0 e^{j\pi\lambda(\xi^2 + \eta^2)(d-f)} T(\xi, \eta). \quad (1.22)$$

Переходя от пространственных частот к координатам, можно записать:

$$u(x, y, f) = \frac{jk}{2\pi f} a_0 e^{j(\pi/\lambda f)(d/f-1)(x^2+y^2)} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_0, y_0) e^{(j2\pi/\lambda f)(xx_0+yy_0)} dx_0 dy_0. \quad (1.23)$$

Из выражения (1.23) следует, что поле в задней фокальной плоскости линзы равно точному преобразованию Фурье от входного сигнала, когда входной транспарант находится в ее передней фокальной плоскости ($d = f$), так как квадратичный фазовый множитель при этом исчезает.

Можно рассмотреть также и другие случаи взаимного расположения транспаранта и линзы. Например, фурье-преобразование формируется также и при расположении транспаранта позади линзы (рис. 1.5).

Масштаб этого преобразования, как показывает расчет, меняется в зависимости от расстояния d : $\xi = -x/\lambda d$; $\eta = -y/\lambda d$, что может быть использовано при распознавании образов, основанном на сравнении спектров эталонного транспаранта и распознаваемого изображения, масштаб которого может изменяться. Можно показать, что фурье-преобразование при когерентном освещении получается в любой оптической системе,

в которой происходит фокусировка светового пучка, освещающего входной транспарант, и именно в плоскости фокусировки формируется пространственный спектр транспаранта, а его масштаб и сферический фазовый множитель определяются положением входного транспаранта на оптической оси.

На основе использованной методики расчета можно проанализировать работу и других оптических систем, оценить влияние неточностей установки оптических элементов, исследовать влияние вибраций и т. д. Для проведения такого рода расчетов был разработан специальный операторный метод, формализующий и упрощающий изложенную методику [4, 5].

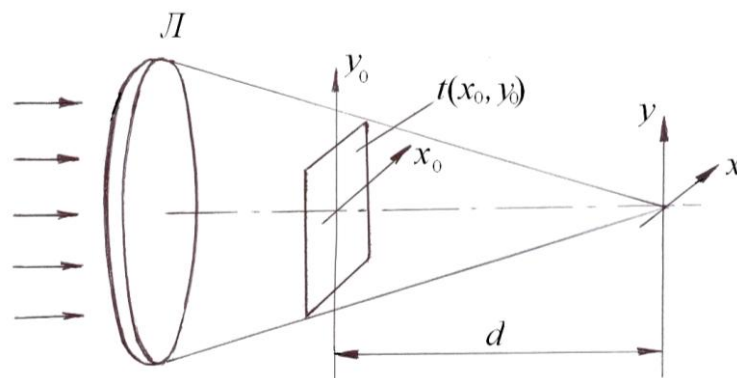


Рис. 1.5. Оптическая система с тонкой линзой.
Транспарант расположен позади линзы

1.5. Преобразование оптического сигнала с помощью пространственно-инвариантной системы

Когерентные оптические системы, наряду с преобразованием Фурье, позволяют осуществлять и другие широко используемые интегральные математические операции, такие как операция свертки и корреляции. В частности, с помощью операции свертки может быть описан процесс формирования изображения. Проанализируем работу подобных оптических устройств, учитывая, что процесс распространения света можно считать линейным процессом.

Для линейных систем справедлив принцип суперпозиции

$$\mathcal{L}[k_1 u_1(x_1, y_1) + k_2 v_1(x_1, y_1)] = k_1 \mathcal{L}(u_1) + k_2 \mathcal{L}(v_1),$$

где \mathcal{L} – линейный оператор, характеризующий систему.

Используя это соотношение, выходной сигнал системы можно найти, раскладывая входной сигнал на элементарные сигналы и зная отклик системы на такой элементарный сигнал. Разложение входного сигнала оптической системы удобно провести по дельта-функциям:

$$u_1(x_1, y_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x'_1, y'_1) \delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1) dx'_1 dy'_1.$$

Запишем отклик системы, используя оператор \mathcal{L} :

$$u_2(x_2, y_2) = \mathcal{L} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x'_1, y'_1) \delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1) dx'_1 dy'_1 \right]. \quad (1.24)$$

Учитывая свойство линейности оператора \mathcal{L} , выражение (1.24) можно представить в виде

$$u_2(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x'_1, y'_1) \mathcal{L} \left[\delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1) \right] dx'_1 dy'_1. \quad (1.25)$$

Отклик системы на сигнал типа δ -функции называется импульсным откликом системы:

$$\mathcal{L} \left[\delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1) \right] = h(x_2, y_2; x'_1, y'_1). \quad (1.26)$$

В оптике он также называется функцией рассеяния точки, так как в схеме формирования изображения представляет собой изображение точечного источника.

Подставляя (1.26) в (1.25), получаем интеграл суперпозиции

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

Рассмотрим подкласс линейных систем, которые называются пространственно-инвариантными. Для таких систем справедливо следующее соотношение:

$$h(x_2, y_2; x_1, y_1) = h(x_2 - x_1, y_2 - y_1).$$

В таких системах форма импульсного отклика не зависит от положения δ -импульса на входе системы. Примером может служить система формирования изображения, для которой вблизи оптической оси выполняется свойство инвариантности.

Для линейной пространственно-инвариантной системы интеграл суперпозиции представляет собой свертку:

$$u_2(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x_1, y_1) h(x_2 - x_1, y_2 - y_1) dx_1 dy_1 = u_1 \otimes h. \quad (1.27)$$

Применив теорему свертки к этому равенству, получим

$$U_2(\xi, \eta) = U_1(\xi, \eta)H(\xi, \eta),$$

где $U_2(\xi, \eta) = \mathcal{F}[u_2(x, y)]$; $U_1(\xi, \eta) = \mathcal{F}[u_1(x, y)]$; $H(\xi, \eta) = \mathcal{F}[h(x, y)]$ – фурье-образы соответствующих функций и импульсного отклика системы. Последний называют передаточной функцией системы.

В отличие от электрических цепей в когерентных оптических системах фурье-преобразование входного распределения физически реализуется в виде сигнала в плоскости пространственных частот, поэтому анализ и синтез таких систем удобно проводить в этой плоскости. Например, чтобы изменить импульсный отклик линейной пространственно-инвариантной системы достаточно в плоскости пространственных частот поставить какой-либо транспарант, как показано на рис. 1.6.

В такой системе фурье-преобразование входного сигнала умножается в плоскости пространственных частот на коэффициент пропускания фильтра. Обратное фурье-преобразование от этого произведения, осуществляемое линзой Л2, дает на выходе сигнал, пропорциональный свертке входного сигнала и импульсного отклика фильтра. Такое устройство (рис. 1.6) называется конвольвером. Оно может также осуществлять операцию корреляции при соответствующем изменении функции пропускания фильтра.

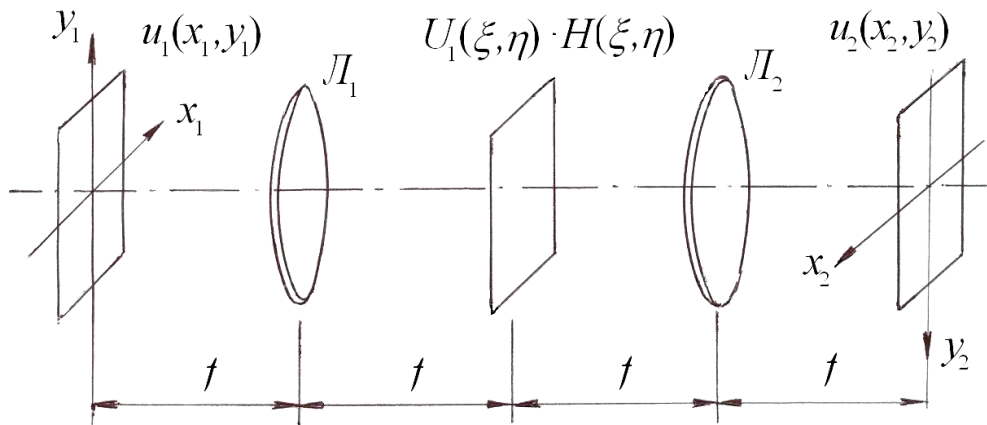


Рис. 1.6. Схема оптической пространственной фильтрации

1.6. Дискретизация оптического сигнала. Теорема выборки

Для обработки и анализа информации непрерывные распределения оптических полей часто заменяют их дискретной выборкой. С дискретным представлением связаны многие устройства ввода оптической информации,

имеющие конечное разрешение, а также устройства вывода, такие как матричные фотоприемники и др. Чем меньше шаг дискретизации, тем точнее будет передан непрерывный сигнал. Однако для достаточно плавных сигналов, а именно для сигналов с ограниченным спектром, сигнал может быть восстановлен по дискретной выборке полностью, если шаг выборки не превосходит предельного значения. Сформулированное предложение является теоремой выборки Котельникова–Шеннона. Определим это предельное значение шага дискретизации.

Пусть функция $f(x,y)$ подвергается дискретизации с помощью прямоугольной сетки с шагами Δx и Δy вдоль осей x и y соответственно. Дискретное значение этой функции удобно записать с помощью гребенчатой функции

$$\text{comb}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x-n)$$

в виде

$$f_d(x,y) = \text{comb}(x/\Delta x) \text{comb}(y/\Delta y) f(x,y).$$

Учитывая, что фурье-образ произведения двух функций равен свертке их фурье-образов, можно записать:

$$F_d(\xi,\eta) = \mathcal{F}[\text{comb}(x/\Delta x) \text{comb}(y/\Delta y)] \otimes F(\xi,\eta). \quad (1.28)$$

Используя свойства преобразования Фурье и δ -функции, перепишем (1.28) в следующем виде:

$$F_d(\xi,\eta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} F[(\xi - n/\Delta x), (\eta - m/\Delta y)]. \quad (1.29)$$

Из (1.29) следует, что спектр выборочной функции $f_d(x,y)$ представляет собой сумму спектров функции $f(x,y)$, построенных в плоскости частот ξ, η возле каждой точки с координатами $[n/(\Delta x), m/(\Delta y)]$ (рис. 1.7).

Расстояния между соседними точками равны $1/\Delta x$ и $1/\Delta y$ по осям ξ и η . Смещенные друг относительно друга спектры могут перекрываться.

Однако, если спектр функции $f(x,y)$ ограничен, то при условии

$$1/\Delta x \geq 2\xi_{\max}; \quad 1/\Delta y \geq 2\eta_{\max} \quad (1.30)$$

спектры не перекрываются. В этом случае достаточно в спектральной плоскости оптической системы поставить фильтр в виде диафрагмы, которая пропускает спектр, соответствующий слагаемому с номерами $n = m = 0$, тогда позади фильтра останется спектр, соответствующий исходной функции. Если осуществить обратное преобразование Фурье этого спектра,

то мы получим исходную функцию, восстановленную из дискретизированной. Таким образом, для неискаженного восстановления исходной функции, согласно (1.30), требуется брать ее отсчеты не реже, чем через интервалы $\Delta x = 1/2\xi_{\max}$, $\Delta y = 1/2\eta_{\max}$.

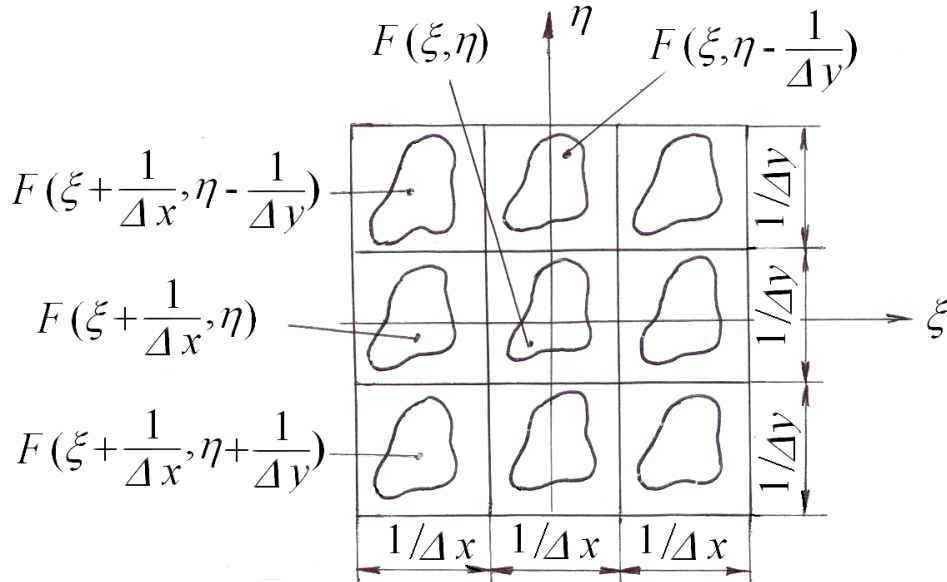


Рис. 1.7. Спектр выборочной функции

2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ СХЕМ КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

В основе большинства систем когерентной оптической обработки лежит свойство линз осуществлять преобразование Фурье. К числу основных схем относятся спектроанализаторы и корреляторы различного типа. Ниже кратко рассмотрены некоторые из них.

2.1. Анализатор спектра двумерных оптических сигналов

Схема простейшего оптического анализатора спектра приведена на рис. 2.1. Как было показано выше, выходной сигнал такой системы равен преобразованию Фурье входного сигнала

$$u_2(x_2, y_2) = K \int \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x_1, y_1) e^{-i(2\pi/\lambda f)(x_1 x_2 + y_1 y_2)} dx_1 dy_1 = K U_1(\xi, \eta).$$

Знак ядра, соответствующий преобразованию Фурье, обеспечивается правильным выбором направления осей координат в выходной плоскости системы. При этом пространственные частоты входного сигнала ξ , η отображаются в масштабе $\xi = x_2/\lambda f$; $\eta = y_2/\lambda f$.

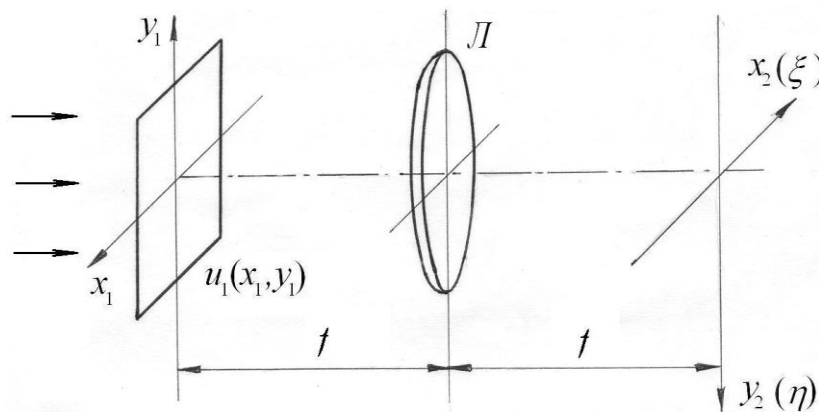


Рис. 2.1. Когерентный оптический анализатор спектра

2.2. Многоканальный когерентный анализатор спектра одномерных сигналов

Используя двумерность оптического сигнала и астигматические линзы, можно создавать многоканальные системы параллельной обработки одномерных пространственных сигналов, в которые с помощью соответствующих устройств ввода могут быть преобразованы электрические сигналы, одномерные по своей природе.

Схема многоканального анализатора спектра показана на рис. 2.2. Линза L_1 – цилиндрическая, а линза L_2 – сферическая с равными фокусными расстояниями f . Входные сигналы в такой системе распределены вдоль оси x в каналах, расположенных рядом во входной плоскости; y_n – положение канала с номером n по оси y . Учитывая свойство цилиндрической линзы L_1 воздействовать на распределение света только по координате y , нетрудно показать, что данная схема осуществляет преобразование Фурье по координате x и формирование изображения каналов по координате y . Ее выходной сигнал определяется формулой (см. также (1.23))

$$\begin{aligned}
 u_2(x_2, y_{2n}) &= K' e^{(2\pi j/\lambda f)x_2^2} \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x_1, y_{1n}) e^{-(2\pi j/\lambda f)x_1 x_2} dx_1 = \\
 &= K' e^{(2\pi j/\lambda f)x_2^2} U_1(\xi, y_{2n}), \quad \xi = x_2/\lambda f.
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

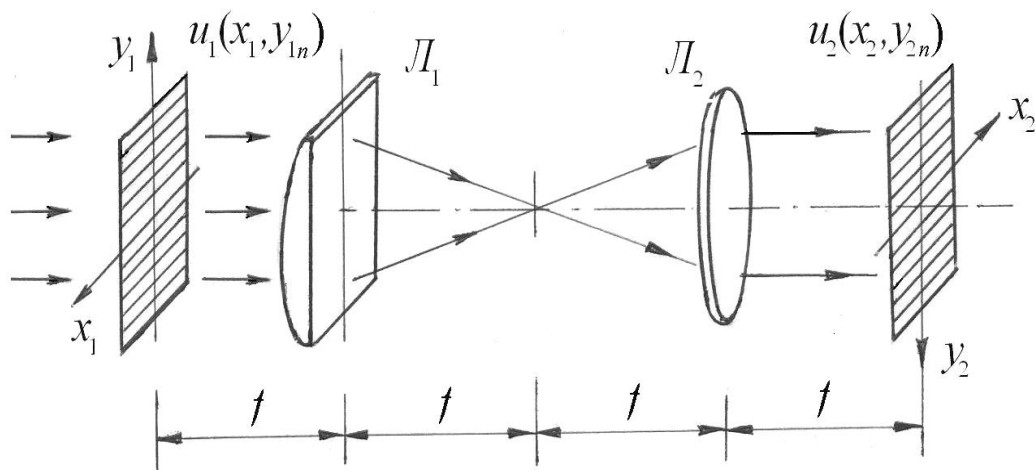


Рис. 2.2. Многоканальный когерентный анализатор спектра

Как и в других схемах, фазовый множитель, стоящий перед знаком интеграла, не влияет на выходной сигнал, если его регистрация осуществляется обычным квадратичным фотодетектором.

2.3. Система когерентной пространственной фильтрации

Возможность пространственной фильтрации двумерных оптических сигналов была показана при рассмотрении пространственно-инвариантных систем. Схема устройства, осуществляющего такую фильтрацию, приведена на рис. 2.3.

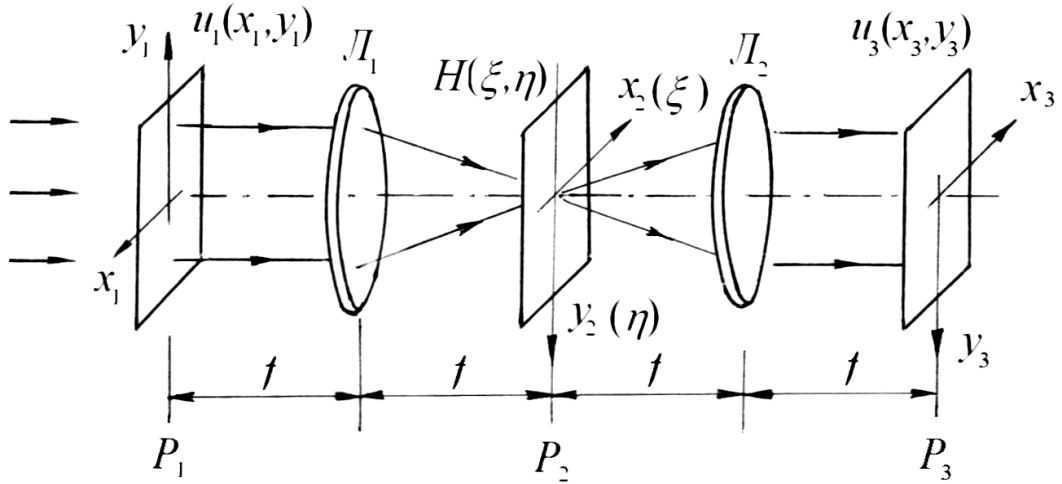


Рис. 2.3. Система когерентной пространственной фильтрации

Плоская волна единичной амплитуды освещает входной транспарант, расположенный во входной плоскости системы P_1 . Световой сигнал справа от этой плоскости обозначим $u_1(x_1, y_1)$. В фурье-плоскости P_2 слева от транспаранта H оптический сигнал равен фурье-образу входного сигнала:

$$u_{2l}(x_2, y_2) = KU_1(\xi, \eta).$$

В плоскости P_2 расположен транспарант с коэффициентом пропускания

$$H(\xi, \eta) = \mathcal{F}[h(x, y)],$$

где $h(x, y)$ – импульсный отклик фильтра. Оптический сигнал справа за транспарантом определяется выражением

$$u_{2r}(x_2, y_2) = KU_1(\xi, \eta)H(\xi, \eta).$$

При соответствующем выборе направления осей координат вторая линза осуществляет обратное преобразование Фурье. В результате выражение для определения выходного сигнала системы будет иметь вид

$$\begin{aligned} u_3(x_3, y_3) &\sim K'' \mathcal{F}^{-1}[U_1(\xi, \eta)H(\xi, \eta)] = \\ &= K'' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x_1, y_1) h(x_3 - x_1, y_3 - y_1) dx_1 dy_1 = K'' u_1(x_3, y_3) \otimes h(x_3, y_3). \end{aligned}$$

Пространственный фильтр в частотной плоскости системы может состоять из каких-либо диафрагм или поглощающих амплитудных фильтров. Возможно построение и функций пропускания произвольного вида. В последнем случае амплитудную и фазовую части фильтра обычно делают

раздельными, при этом фильтр состоит из двух транспарантов, расположенных рядом на пути распространения света. Создание таких фильтров, особенно фазового с произвольной функцией фазовой задержки, является сложной технологической задачей. Преодолеть эту трудность удается с помощью голографических фильтров Вандер Люгта (п. 2.8).

2.4. 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 скомпенсировать квадратичный фазовый множитель по координате x_2 , возникающий в плоскости пространственных частот на выходе первого анализатора спектра (см. (2.1)). Это может быть осуществлено с помощью отрицательной цилиндрической линзы с фокусным расстоянием $-f$, помещенной рядом с фильтром (рис. 2.4).

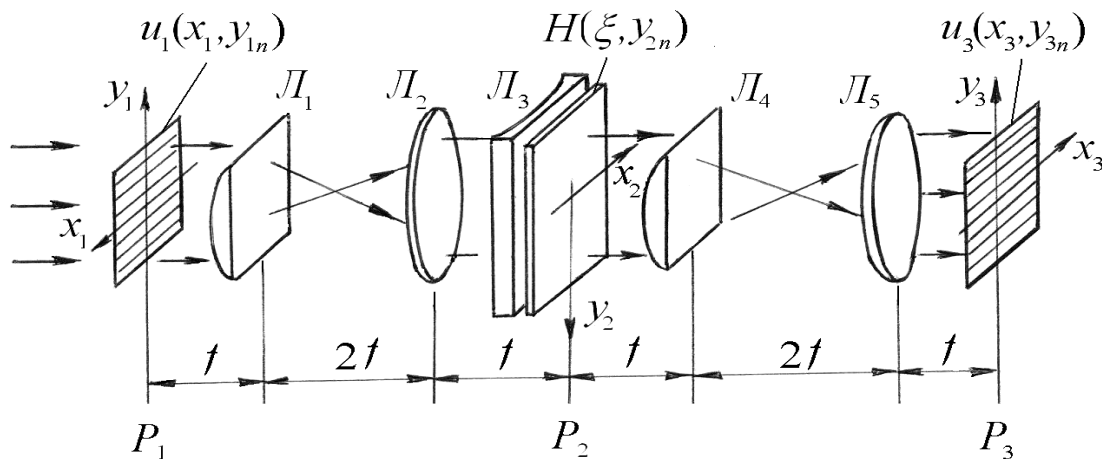


Рис. 2.4. Многоканальная система пространственной фильтрации

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.

2.5. 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. 2.5).

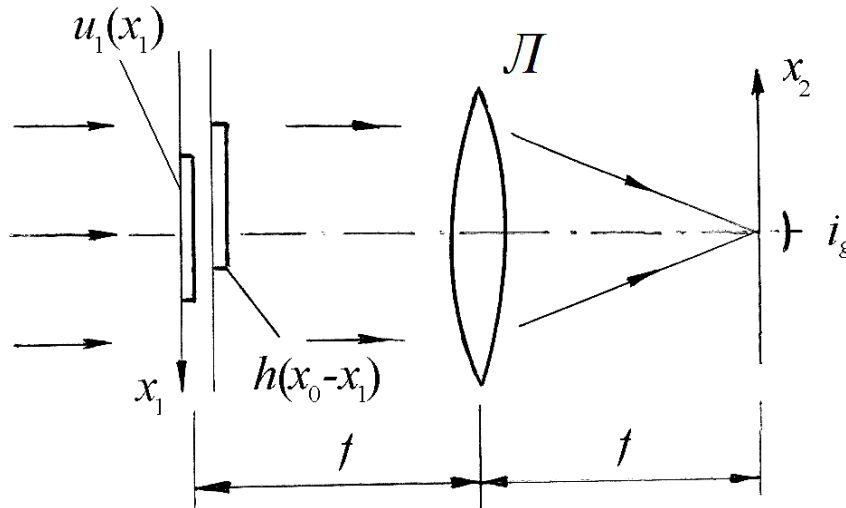


Рис. 2.5. Система пространственной фильтрации с синтезом фильтра в предметной плоскости

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 :

$$u_2(x_2, x_0) = K''' \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x_1) h(x_0 - x_1) e^{-2\pi j / \lambda f x_1 x_2} dx_1 \Big|_{x_2=0} =$$

$$= u_2(x_0) = K''' \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x_1) h(x_0 - x_1) dx_1 = K''' u_1(x_1) \otimes h(x_1).$$

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.

2.6. 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 будет равен кросскорреляции входного и опорного сигналов:

$$u_2(x_3, y_3) \sim \mathcal{F}^{-1}[U(\xi, \eta)V^*(\xi, \eta)] = \int \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y)v^*(x - x_3, y - y_3) dx dy.$$

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 др.

Сущность операции согласованной фильтрации можно понять из рис. 2.6.

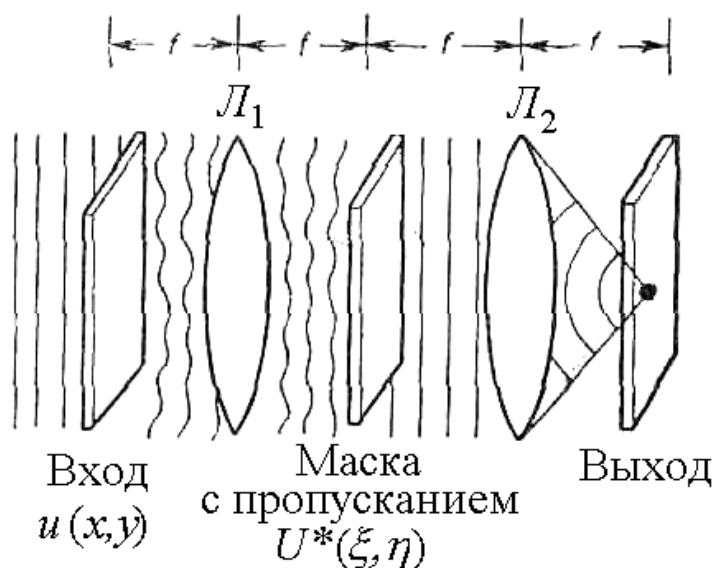


Рис. 2.6. Схема согласованной пространственной фильтрации

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.

2.7. Голографический метод записи комплексных пространственных распределений

Голографический метод позволяет сравнительно просто, с использованием чисто амплитудных транспарантов, осуществлять запись двумерных комплексных распределений, каковыми являются оптические сигналы. Этот метод нашел применение для регистрации и восстановления волновых полей (голография) и для записи комплексных пространственных фильтров. Принцип голографической записи поясним на примере простой схемы, показанной на рис. 2.7.

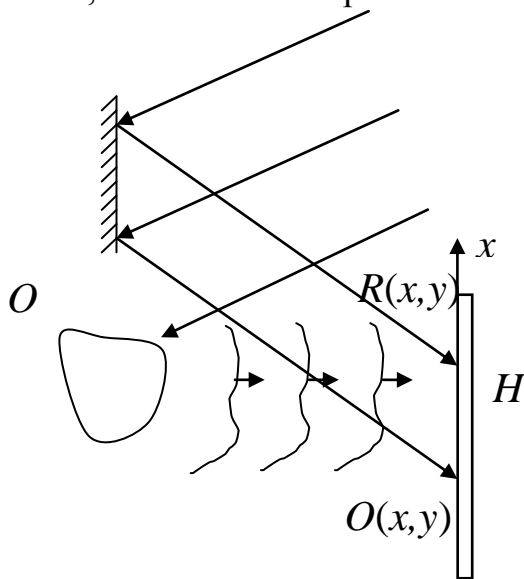


Рис. 2.7. Схема записи голограммы

Пусть световая волна, отраженная от объекта O при его освещении когерентным источником света, создает в плоскости регистрации голограммы H световое поле $O(x,y)$. Если на регистрирующий материал одновременно с объектной световой волной направить когерентную ей опорную волну вида $R(x,y)$, то в плоскости регистрации образуется картина интерференции этих волн с распределением интенсивности:

$$I(x,y) = |O(x,y) + R(x,y)|^2 = |O|^2 + |R|^2 + OR^* + O^*R.$$

Проекспонированный фоточувствительный материал обрабатывается таким образом, что его коэффициент пропускания после обработки прямо пропорционален энергии экспозиции, а следовательно, и распределению интенсивности света:

$$t(x,y) \sim |O|^2 + |R|^2 + OR^* + O^*R.$$

Если голограмму точно установить на место, где она записывалась, и осветить опорным пучком, как показано на рис 2.8, то амплитуда света за голограммой будет определяться выражением

$$R(x, y)t(x, y) \sim R|O|^2 + R|R|^2 + O|R|^2 + O^*RR. \quad (2.2)$$

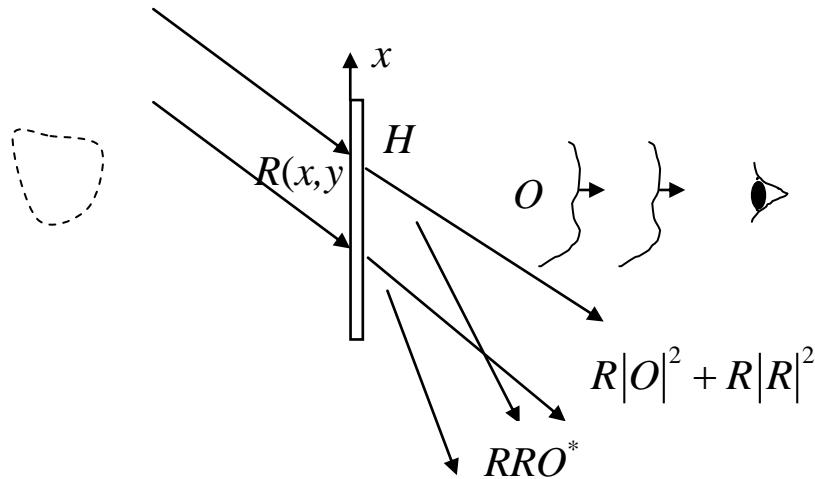


Рис. 2.8. Схема восстановления волнового фронта

Для простоты будем считать, что в качестве опорного светового пучка используется плоская световая волна, имеющая достаточно большой угол наклона по отношению к направлению распространения объектной волны. Тогда четыре слагаемых выражения (2.2) будут соответствовать следующим световым волнам, распространяющимся за голограммой:

1) $R|O|^2$. Это слагаемое описывает световую волну, распространяющуюся по направлению, близкому к направлению распространения опорного пучка (если пренебречь амплитудной модуляцией опорной волны множителем $|O|^2$, то $R|O|^2 \sim R$);

2) $R|R|^2 \sim R$, поскольку $|R| = \text{const}$. Таким образом, второе слагаемое также дает волну, распространяющуюся в направлении опорного пучка;

3) $O|R|^2 \sim O$. Это слагаемое образует световое поле, равное световому полю объекта. Если за голограммой поместить наблюдателя, то он увидит через голограмму мнимое изображение объекта. При выборе достаточно большим угла наклона опорного пучка, световые пучки, соответствующие слагаемым 1 и 2, не мешают наблюдению мнимого изображения;

4) RRO^* . Нетрудно показать, что световой пучок, соответствующий этому слагаемому, при рассматриваемой геометрии записи и восстановлении голограммы отклонен от объектного пучка больше, чем опорный пучок, и также не мешает наблюдению мнимого изображения.

Учитывая, что мешающие сигналы, распространяющиеся за голограммой в направлениях, отличных от полезного сигнала, могут быть отфильтрованы, голограмму можно рассматривать как транспарант с комплексным коэффициентом пропускания (вида OR^*).

2.8. Фильтры Вандер Люгта

Вандер Люгт предложил голографический способ изготовления пространственного фильтра, в котором чисто амплитудный транспарант работает так же, как и фильтр с произвольным комплексным коэффициентом пропускания. Фильтр Вандер Люгта записывается голографическим способом в фурье-плоскости оптической системы пространственной фильтрации с помощью наклонного опорного пучка света (рис. 2.9).

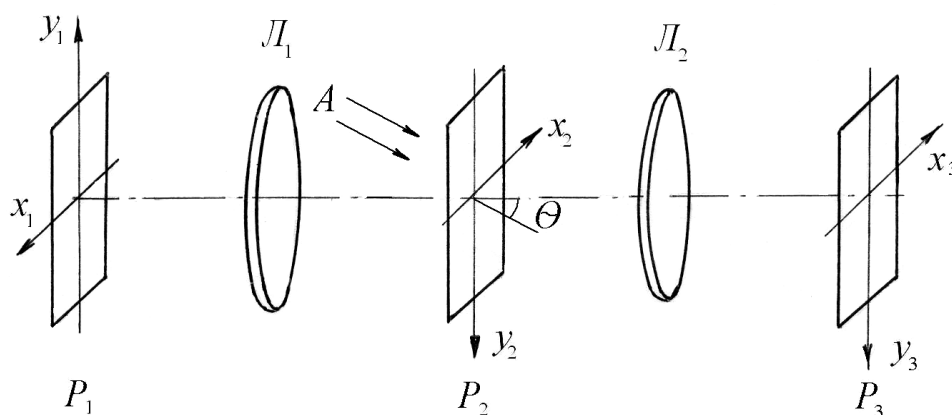


Рис. 2.9. Голографический коррелятор Вандер Люгта

Пусть требуемый импульсный отклик фильтра равен $h(x,y)$. На стадии записи фильтра транспарант с пропусканием, равным импульсному отклику фильтра, помещается во входную плоскость системы. Оптический сигнал в фурье-плоскости равен фурье-образу этого отклика

$$u_{2h}(x_2, y_2) = KH(\xi, \eta), \quad \xi = x_2/\lambda f; \quad \eta = y_2/\lambda f.$$

Световое поле наклонного опорного пучка может быть представлено в виде $u_{2r}(x_2, y_2) = Ae^{-j2\pi\alpha y_2}$, где $\alpha = \frac{\sin \theta}{\lambda}$, θ – угол падения.

Можно считать, что коэффициент пропускания голограммы по амплитуде после ее проявления пропорционален интенсивности записываемого света:

$$t_H(x_2, y_2) \sim |u_{2h} + u_{2r}|^2 = A^2 + |K|^2 |H(\xi, \eta)|^2 + AK^* H^*(\xi, \eta) e^{-j2\pi\alpha y_2} + AKH(\xi, \eta) e^{j2\pi\alpha y_2}.$$

На стадии обработки во входной плоскости системы располагается сигнал $u(x_1, y_1)$, а в фурье-плоскости – голографический фильтр с коэффициентом пропускания $t_H(x_2, y_2)$. При этом световой сигнал за голограммой будет равен произведению пространственного спектра сигнала на коэффициент пропускания голограммы:

$$u_2(x_2, y_2) \sim KA^2U(\xi, \eta) + K|K|^2|H(\xi, \eta)|^2U(\xi, \eta) + \\ + A|K|^2U(\xi, \eta)H^*(\xi, \eta)e^{-j2\pi\alpha y_2} + AK^2U(\xi, \eta)H(\xi, \eta)e^{j2\pi\alpha y_2}.$$

После обратного фурье-преобразования, осуществляемого линзой L_2 , получаем выходной сигнал

$$u_3(x_3, y_3) \sim KA^2u(x_3, y_3) + \\ + K|K|^2h(x_3, y_3) * h(x_3, y_3) \otimes u(x_3, y_3) + \\ + A|K|^2u(x_3, y_3) * h(x_3, y_3) \otimes \delta(x_3, y_3 - \alpha\lambda f) + \\ + AK^2u(x_3, y_3) \otimes h(x_3, y_3) \otimes \delta(x_3, y_3 + \alpha\lambda f), \quad (2.3)$$

где * – знак корреляции; \otimes – знак свертки.

Этому сигналу соответствует картина в выходной плоскости, показанная на рис. 2.10. Видно, что распределения светового поля, соответствующие третьему и четвертому слагаемым выражения (2.3), смещены в стороны от оптической оси.

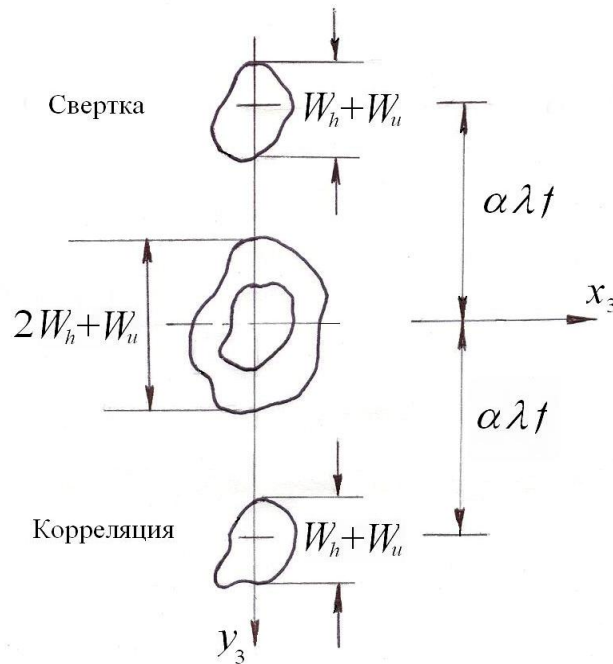


Рис. 2.10. Распределение света в выходной плоскости коррелятора Вандер Люгта

Если угол опорного пучка $\theta > \frac{3W_h}{2f} + \frac{W_u}{f}$ (где W_h – максимальная ширина функции h в направлении y , а W_u – то же для функции u), то «слабые» на выходе не перекрываются, и можно без помех регистрировать сигнал коррелятора.

2.9. Коррелятор с одновременным преобразованием

В корреляторе с одновременным преобразованием (рис. 2.11), входные транспаранты, имеющие во входной плоскости размеры, не превосходящие величины a , располагаются на расстоянии $2a$. Сигнал на входе системы можно записать в виде

$$u_1(x_1, y_1) = v_1(x_1, y_1 - a) + v_2(x_1, y_1 + a).$$

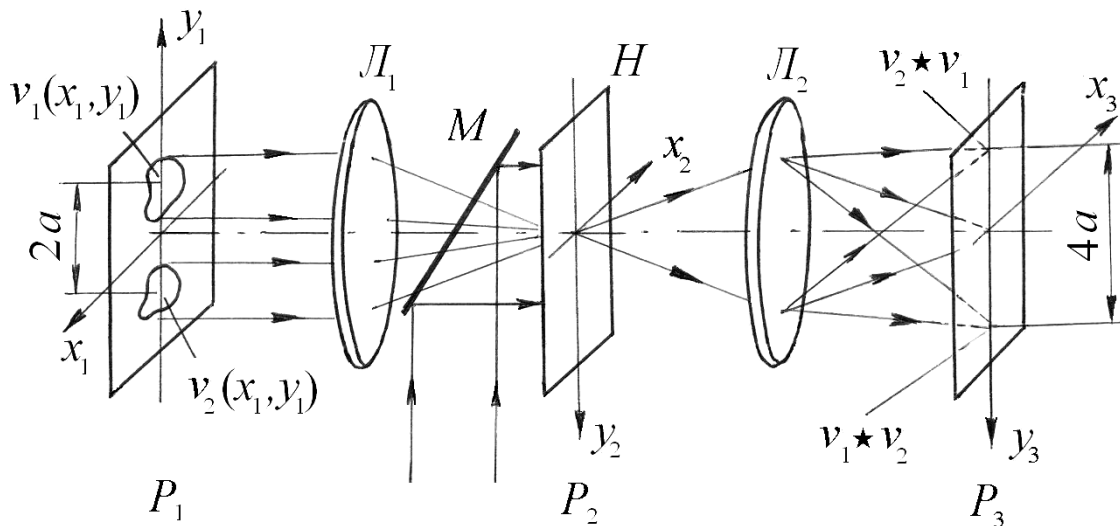


Рис. 2.11. Коррелятор с одновременным преобразованием

Сигнал в фокальной плоскости линзы L_1 равен фурье-образу от входного сигнала

$$U_2(\xi, \eta) \sim V_1(\xi, \eta)e^{-j2\pi\eta a} + V_2(\xi, \eta)e^{j2\pi\eta a}.$$

Квадрат модуля этого распределения записывается на регистрирующей среде в виде голограммы, коэффициент пропускания по амплитуде которой равен

$$t_H \sim |V_1|^2 + |V_2|^2 + V_1V_2^*e^{-j4\pi\eta a} + V_1^*V_2e^{j4\pi\eta a}.$$

Голограмма с такой записью освещается плоской световой волной, причем, возможно, с другой длиной волны, чем при записи. После обрат-

ного фурье-преобразования, осуществляемого линзой L_2 , сигнал в выходной плоскости будет определяться выражением (см. свойства преобразования Фурье)

$$u_3(x_3, y_3) \sim v_1 * v_1 + v_2 * v_2 + v_1 * v_2 \otimes \delta(x_3, y_3 - 2a) + v_2 * v_1 \otimes \delta(x_3, y_3 + 2a).$$

Коррелятор с одновременным преобразованием удобен тем, что для него не требуется заранее изготавливать пространственный фильтр. Это позволяет использовать его для сравнения образов, появляющихся одновременно.

Коррелятор Вандер Люгта и коррелятор с одновременным преобразованием находят применение для решения задач распознавания образов. Наряду с классическими корреляторами, основанными на принципе согласованной фильтрации, были предложены модернизированные варианты устройств, позволяющих улучшить качество распознавания [6, 7]. В корреляторе Вандер Люгта для этой цели использовались чисто фазовые фильтры, бинарные чисто фазовые фильтры, фильтры, инвариантные к изменению некоторых параметров образов и др. В корреляторе с одновременным преобразованием применялась чисто фазовая модуляция во входной плоскости и компьютерная обработка совместного спектра в частотной плоскости перед его обратным преобразованием Фурье.

3. 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.

3.1. Фильтрация в предметной плоскости

На рис. 3.1 показана простая система, которая осуществляет корреляционный анализ с действительной опорной функцией, закодированной в коэффициенте пропускания транспаранта по интенсивности. Ее выходной сигнал равен

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

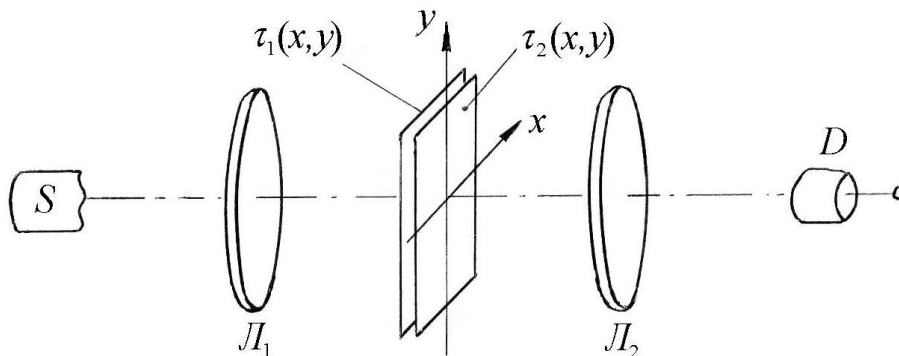


Рис. 3.1. Простой некогерентный коррелятор

Для получения полной функции корреляции или свертки один из транспарантов должен механически перемещаться, а сигнал детектора — измеряться как функция времени. Если диапозитив τ_2 установлен в перевернутом положении, то выходной сигнал системы

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

Если перемещать транспарант τ_2 с постоянной скоростью v в сторону отрицательных значений координаты x , то сигнал детектора будет зависеть от времени:

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

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

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

Рассмотренная схема неудобна в использовании из-за необходимости механического движения транспаранта. Можно осуществлять свертку и без перемещений, как в схеме, показанной на рис. 3.2.

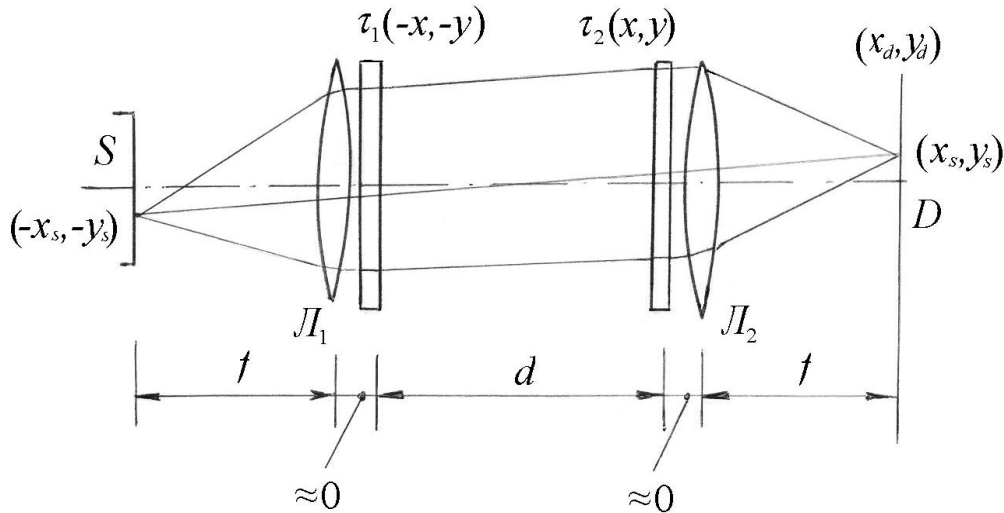


Рис. 3.2. Схема некогерентного конвольвера без перемещения транспаранта

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 τ_2 лучи фокусируются на фотоприемнике D в точке (x_s, y_s) . Интенсивность света в точке фокусировки при этом равна

$$I(x_D = x_s, y_D = y_s) = k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tau_1[(d/f)x_s - x, (d/f)y_s - y] \tau_2(x, y) dx dy. \quad (3.1)$$

Из выражения (3.1) видно, что интенсивность света в плоскости фотоприемника пропорциональна свертке коэффициентов пропускания транспарантов τ_1 и τ_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

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

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 решеток и довольно громоздки.

3.2. 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 свертке входной амплитуды и импульсного отклика системы:

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

где $h(x_2, y_2) = k_2 \int \int_{-\infty}^{\infty} H(\xi, \eta) e^{j2\pi(\xi x_2 + \eta y_2)} d\xi d\eta$; $H(\xi, \eta)$ – амплитуда света в плоскости зрачка (частотной).

Если освещение немонахроматическое, амплитуды света во входной и выходной плоскостях и импульсный отклик системы являются функциями частоты:

$$u_2(x_2, y_2, \nu) = \int \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x_1, y_1, \nu) h(x_2 - x_1, y_2 - y_1, \nu) dx_1 dy_1. \quad (3.2)$$

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

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

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

$$u_2(x_2, y_2, t) = \int \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x_1, y_1, t) h(x_2 - x_1, y_2 - y_1) dx_1 dy_1. \quad (3.3)$$

где $u_2(x_2, y_2, t) = \int_0^{\infty} u_2(x_2, y_2, \nu) e^{j2\pi\nu t} d\nu;$

$$u_1(x_1, y_1, t) = \int_0^{\infty} u_1(x_1, y_1, \nu) e^{j2\pi\nu t} d\nu.$$

Найдем теперь интенсивность света в плоскости изображения:

$$I_2(x_2, y_2) = \langle u_2(x_2, y_2, t) u_2^*(x_2, y_2, t) \rangle, \quad (3.4)$$

где треугольные скобки обозначают усреднение во времени. Подставляя выражение (3.3) в (3.4), получим

$$I_2(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \iiint h(x_2 - x'_1, y_2 - y'_1) h^*(x_2 - x''_1, y_2 - y''_1) \times \\ \times \langle u_1(x'_1, y'_1, t) u_1^*(x''_1, y''_1, t) \rangle dx'_1 dy'_1 dx''_1 dy''_1. \quad (3.5)$$

Выражение (3.5) 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:

$$u_1(x'_1, y'_1, t) = u_1(x'_1, y'_1) \Phi(t);$$

$$u_1(x''_1, y''_1, t) = u_1(x''_1, y''_1) \Phi(t),$$

где $u_1(x_1, y_1)$ – комплексная амплитуда входного распределения света, $\Phi(t)$ – зависимость от времени светового колебания в начале координат. Подставляя эти выражения в (3.5), получим

$$I_2(x_2, y_2) = \langle \Phi(t)\Phi^*(t) \rangle \times \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_1(x_1, y_1)h(x_2 - x_1, y_2 - y_1)dx_1dy_1 \right|^2 = \langle \Phi(t)\Phi^*(t) \rangle u_2(x_2, y_2)u_2^*(x_2, y_2). \quad (3.6)$$

Как видно из выражения (3.6), при пространственно-когерентном освещении 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 [8], что

$$\langle u_1(x'_1, y'_1, t)u_1^*(x''_1, y''_1, t) \rangle = \kappa I_1(x'_1, y'_1)\delta(x'_1 - x''_1, y'_1 - y''_1).$$

Подставляя это выражение в (3.5), получим

$$I_2(x_2, y_2) = \kappa \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |h(x_2 - x_1, y_2 - y_1)|^2 I_1(x_1, y_1)dx_1dy_1. \quad (3.7)$$

Из (3.7) видно, что при пространственно-некогерентном освещении оптическая система, формирующая изображение, линейна по интенсивности, и ее импульсный отклик есть квадрат модуля импульсного отклика, получаемого при когерентном освещении.

Из формулы (3.7) 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 [9].

Преимуществами некогерентных систем с фильтрацией в частотной плоскости, по сравнению с когерентными, являются следующие. Во-первых, значительно меньшие требования к точности юстировки фильтра. Действительно, по теореме смещения поперечный сдвиг фильтра эквивалентен линейному фазовому набегу в когерентном импульсном отклике.

Продольный сдвиг фильтра эквивалентен квадратичному фазовому набегу в импульсном отклике. Поскольку импульсный отклик при некогерентном освещении определяется модулем когерентного импульсного отклика, эти смещения не влияют на некогерентный импульсный отклик.

Другое преимущество некогерентной системы состоит в том, что на ее 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. В некогерентных системах 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(ξ, η) необходимо создать фильтр, модуль импульсного отклика которого удовлетворяет равенству $|h(x, y)|^2 = F^{-1}\{\text{ОПФ}(\xi, \eta)\}$, а фаза $\varphi(\xi, \eta)$ может быть выбрана произвольно:

$$h(x, y) = \sqrt{|h|^2} e^{j\varphi(\xi, \eta)}. \quad (3.8)$$

Из выражения (3.8) вычисляется амплитудная передаточная функция фильтра $H(\xi, \eta) = F\{h(x, y)\}$, которую затем вычерчивают как синтезированную на ЭВМ голограмму. В качестве функции $\varphi(\xi, \eta)$ берут псевдослучайные функции или другие, препятствующие появлению больших выбросов в $H(\xi, \eta)$. Оптическая система с синтезированным таким образом фильтром будет иметь при некогерентном освещении требуемую оптическую передаточную функцию.

В качестве примера рассмотрим (рис. 3.3) распознавание букв с помощью системы некогерентной пространственной фильтрации [10]. 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 ее поперечному и продольному сдвигу. Входным сигналом некогерентного коррелятора является распределение интенсивности света, формируемое в плоскости вращающегося молочного стекла МС и равное квадрату модуля фурье-образа входного сигнала. Нетрудно показать, что согласованным фильтром в данном случае является сама буква, причем она может быть произвольно сдвинута в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Пользуясь этим свойством, можно разместить рядом несколько фильтров-букв (рис. 3.3). Для разделения корреляционных сигналов, соответствующих

разным образом, в выходной плоскости системы в данном эксперименте был использован метод Θ -модуляции, состоящий в наложении на фильтры в частотной плоскости дифракционных решеток с различной ориентацией от фильтра к фильтру.

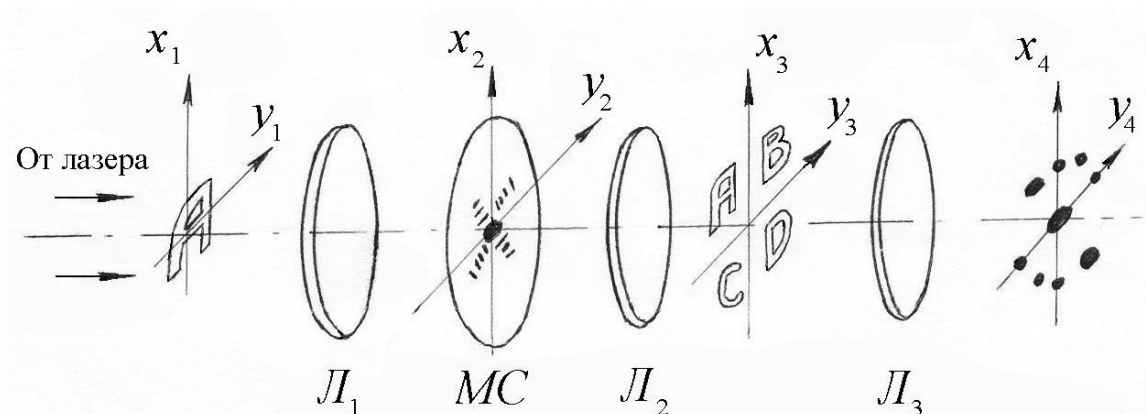


Рис. 3.3. Пример некогерентной системы

Кроме рассмотренных выше схем оптической обработки с квазимонохроматическим освещением были предложены также системы с использованием источников света, излучающих в широком диапазоне длин волн, которые иначе называются источниками с временной некогерентностью. В этом случае уже нельзя считать, что $\Delta\lambda \ll \lambda$, и анализ системы производится с учетом зависимости импульсного отклика от длины волны [9]. В таких системах открываются новые возможности обработки, например создание систем, многоканальных по длине волны, применение избирательных по длине волны фильтров на основе толстослойных голограмм, применение многоцветных фильтров и т. д. Примерами источников, излучающих в широком диапазоне длин волн, являются: ксеноновая лампа; сведенный вместе свет нескольких лазеров с разной длиной волны; лазеры, пере-страиваемые по длине волны за время накопления фотоприемником выходных сигналов системы. Системы с временной некогерентностью занимают среди других систем оптической обработки в целом примерно такое же место, что и системы с пространственной некогерентностью.

4. ЭЛЕМЕНТЫ СХЕМ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

4.1. Лазеры

Для систем когерентной оптической обработки информации в качестве источников излучения обычно используются лазеры, обладающие достаточно высокой когерентностью. Необходимая степень когерентности источника зависит от конкретной схемы оптической обработки и в каждом конкретном случае может быть рассчитана. В пространственно-некогерентных системах обычно также требуется высокая интенсивность источника излучения в достаточно узкой области спектра, какой обладают лазеры. Пространственная когерентность такого источника при необходимости может быть специально разрушена, например с помощью вращающегося матового стекла. Возможность импульсного режима работы, простота временной модуляции излучения дают также преимущество лазерам перед другими источниками излучения. В настоящее время в системах оптической обработки используются газовые, твердотельные и полупроводниковые лазеры. Их основные характеристики приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Лазеры, используемые в системах оптической обработки информации

Параметр	Гелий-неоновый атомарный	Аргоновый ионный	Рубиновый импульсный	АИГ-лазер	П/п лазер
Длина волны излучения, мкм	0,6328	0,488–		1,064	04–1,5
Выходная мощность в режиме генерации одной моды P , Вт (многомодовый режим)	0,002–0,05 (0,2)	0,5145 1 (10)	0,6943 – 1–5	0,53 50 (500)	0,05 (1)
Энергия импульса, Дж	–	–	10–100	10–100	10^{-4}
Длительность импульса, нс	–	–	$10-10^2$	10–100	100
Максимальная мощность, МВт	–	–	1	$10-10^3$	$2 \cdot 10^{-3}$
Средняя мощность, Вт	–	–	0,1	10–100	0,01–1
Частота повторения импульсов, Гц	2	–	8	400	10^3-10^4
Диаметр выходного луча, мм	0,7	1,4	10	4	–
Расходимость луча, мрад	0,1	0,5	2	1–8	$10-20^\circ$
КПД, %		0,01		2	30

Гелий-неоновые лазеры, работающие в непрерывном режиме, характеризуются наиболее высокой стабильностью излучения и большим сроком службы. Эти лазеры нашли широкое применение для систем обработки информации. Их недостатком является сравнительно небольшая мощность (1–50 мВт) выходного излучения.

Значительно большей мощностью (1–10 Вт) обладают другие газовые лазеры – аргоновые. К сожалению, из-за низкого КПД эти лазеры требуют энергоемких источников питания и принудительного охлаждения активных элементов, что затрудняет их применение в системах обработки.

Твердотельные лазеры наиболее приспособлены для работы в импульсном режиме. Широкое применение среди таких лазеров находят рубиновые и лазеры на алюминиево-иттриевом гранате (АИГ), активированном неодимом. Твердотельные лазеры позволяют получать очень высокую мощность (до 1000 МВт на АИГ-лазере) в режиме излучения коротких импульсов. Недостатком мощных твердотельных лазеров является невысокая стабильность излучения и сравнительно низкая частота повторения при работе в импульсном режиме (до 100 Гц в лазере на АИГ с ламповой накачкой).

Значительно большую частоту повторения (до 30 кГц) при достаточно мощном излучении в импульсе позволяет обеспечить лазер на парах меди. Его недостатками, являются необходимость принудительного охлаждения, нестабильность выходного излучения и большие габариты. Лазер на парах меди не нашел широкого применения в системах оптической обработки информации.

Полупроводниковые лазеры являются во многих отношениях наиболее перспективными. Они малогабаритны, обладают высоким КПД и низкой стоимостью, а также просты и удобны в обращении. Недостатками полупроводниковых лазеров являются низкая пространственная когерентность для лазеров повышенной мощности и широкий спектр излучения (до ~ 10 А°). Однако полупроводниковые лазеры в настоящее время постоянно совершенствуются, и их характеристики постепенно улучшаются.

Лазеры, выпускаемые промышленностью, не всегда обладают параметрами, необходимыми для их применения в системах обработки информации. В этих случаях могут быть использованы различные методы модернизации лазеров, позволяющие улучшить их характеристики. Так, например, для повышения когерентности излучения используют селекцию поперечных или продольных типов колебаний.

4.2. Пространственные модуляторы света

Пространственные модуляторы света (ПМС) предназначены для изменения пространственного распределения световой волны в оптической системе по амплитуде, фазе или поляризации. На входе оптической системы ПМС применяются для ввода обрабатываемой информации; ПМС, расположенный в плоскости пространственных частот, используется для формирования импульсного отклика системы пространственной фильтрации.

По возможности обновления информации ПМС делятся на устройства с однократной записью и на реверсивные. Последние используются для обработки сигналов в реальном масштабе времени.

Примером модулятора света с однократной записью является слайд на фотопленке, который осуществляет амплитудную модуляцию проходящей световой волны за счет ее поглощения в фотослое с пространственным распределением почернения, соответствующим записанной информации. Для исключения паразитной фазовой модуляции, связанной с вариациями толщины подложки фотоматериала, слайд помещают в кювету с иммерсионной жидкостью, имеющей коэффициент преломления, близкий к коэффициенту преломления фотопленки. Галогено-серебряные материалы, как устройства ввода, обычно используются в тех задачах, когда исходная информация представлена в виде изображений, а время обработки не имеет решающего значения.

В ПМС, работающих в реальном масштабе времени, используются различные физические эффекты. Явления затемнения и просветления в фотохромных кристаллах, например, нашли применение для амплитудной модуляции света. Пространственная модуляция фазы может осуществляться изменением распределения толщины или коэффициента преломления материала ПМС под действием несущего информацию света, тепла, электрических или магнитных полей или акустических волн. Для модуляции по поляризации используются электрооптические эффекты.

По способу управления ПМС делятся на электрически и оптически управляемые. Электрически управляемый ПМС представляет собой устройство матричного типа, в котором оптические свойства ячеек управляются независимыми электрическими сигналами. В другом варианте ПМС оптические свойства модулирующей среды изменяются под действием сканирующего по ее поверхности электронного луча. К ПМС с электрическим управлением относятся также акустооптические устройства, в которых модуляция света осуществляется под действием акустической волны, возбуждаемой в оптически прозрачном материале под действием входного электрического сигнала.

В оптически управляемом ПМС свойства модулирующего слоя управляются под действием сканирующего светового луча, либо под действием проецируемого на ПМС распределения интенсивности света, несущего входную информацию.

По конструкции ПМС может представлять собой однородный материал, но чаще используются более сложные, многослойные устройства с преобразованием носителей информации. В таких устройствах исходное электрическое или оптическое воздействие вызывает промежуточный эффект с привлечением дополнительного источника энергии, что позволяет увеличить чувствительность ПМС.

К настоящему времени исследовано большое число материалов и устройств, используемых в качестве ПМС в оптических системах. Ни одно из этих устройств не обладает совокупностью характеристик, которая позволила бы считать его идеальным; к тому же, следует учитывать, что сами требования к ПМС в значительной мере зависят от решаемой задачи. Ниже мы рассмотрим некоторые ПМС из числа устройств, получивших наибольшее распространение.

Фотополупроводниково-термопластические слои. Процесс модуляции света основан на изменении толщины термопластичного материала в соответствии с пространственным распределением интенсивности света. Один из вариантов устройства показан на рис. 4.1. Устройство состоит из стеклянной подложки с прозрачным проводником, на которую нанесены слои фотополупроводника и термопластика.

Токопроводящий слой служит для нанесения равномерного электрического заряда на поверхность термопластика с помощью установки коронного разряда, а также используется в качестве тепловыделяющего элемента при тепловом проявлении зарегистрированной информации.

Для существующих способов записи голограмм на фототермопластике характерны два момента:

- 1) создание электрического поля в слое термопластика, соответствующего распределению интенсивности света при экспонировании;
- 2) тепловое проявление, при котором под действием кратковременного теплового импульса температура термопластика повышается до температуры размягчения, в результате чего электростатические силы деформируют поверхность термопластика в соответствии с распределением электрического поля на ней. Фиксация полученного фазового рельефа осуществляется с помощью быстрого охлаждения до комнатной температуры. Стирание информации можно производить нагреванием материала до температуры размягчения.

Особенностью термопластических материалов является то, что они реагируют на ограниченную полосу пространственных частот. Максимальный отклик приблизительно соответствует пространственной частоте $1/2h$, где h – толщина термопластического слоя. Поэтому фототермопластики, как правило, используются для реверсивной записи голограмм, а не как устройства ввода. Их достоинствами являются высокая чувствительность (10^{-5} Дж/см²) и дифракционная эффективность (до 20–30 %), недостатками – малое быстродействие (0,1 с) и ограниченное число циклов (до 103).



Рис. 4.1. ПМС на основе термопластика

ПМС на жидких кристаллах. Общая структура простейшей жидкокристаллической ячейки включает жидкокристаллический слой, помещенный между двумя прозрачными электродами. Для пространственной модуляции света используются в основном два электрически управляемых эффекта, наблюдающихся в жидких кристаллах: динамическое рассеяние и наведенное двулучепреломление.

Эффект динамического рассеяния заключается в следующем. В невозбужденном состоянии слой жидкого кристалла совершенно прозрачен. При приложении электрического поля к слою его молекулы ориентированы определенным образом. Если электрическое поле превышает некоторый порог, то заряды, протекающие через жидкий кристалл, нарушают ориентацию молекул. Возникает турбулентность, и интенсивность проходящего света ослабляется. После окончания действия электрического поля жидкий кристалл вновь становится прозрачным.

Эффект двулучепреломления, индуцированного полем, имеет место в так называемых нематических жидких кристаллах с отрицательной диэлектрической анизотропией. Если нет внешнего поля и падающий свет поляризован в плоскости поверхностей электродов, то жидкий кристалл изотропен. При скрещенных входном и выходном поляризаторах свет не проходит. Если к электродам прикладывается напряжение, жидкий кристалл становится двулучепреломляющим, и проходящим светом можно управлять.

Для построения пространственного модулятора света можно использовать матрицу электродов или между электродами поместить наряду с жидким кристаллом слой фотополупроводника. Приложенное напряжение первоначально падает на фотополупроводнике. Однако если структуру осветить светом, интенсивность которого меняется в пространстве, сопротивление полупроводника падает пропорционально распределению входной интенсивности. В результате получается пространственно переменное поле в жидком кристалле, т. е. оптически управляемая структура. Считывание обычно осуществляется светом, к которому фотополупроводник нечувствителен, либо методом отражения с использованием светоблокирующего слоя.

Достоинствами ПМС на жидких кристаллах являются высокая чувствительность ($\sim 10^{-6}$ Вт/см²) и малые управляющие напряжения, а также простота изготовления и дешевизна. Число разрешимых элементов ЖК модуляторов определяется плотностью размещения электродов, подводящих управляющие сигналы к элементам ЖК матрицы. Оно достигает величины порядка 1000×1000 , при размере модулятора около 1–2 см [11]. Быстродействие таких устройств составляет десятки кадров в секунду и обеспечивает обработку ТВ изображений в реальном масштабе времени.

ПМС с сегнетоэлектрическими кристаллами. Для модуляции света в таких кристаллах обычно используется эффект изменения двулучепреломления в кристалле при изменении его электрической поляризации под действием электрического поля. Устройство состоит из монокристалла сегнетоэлектрика, на поверхность которого нанесена матрица электродов, управляющая полем в ячейках ПМС. Оптически управляемый ПМС имеет сплошные прозрачные электроды, между которыми расположен кристалл сегнетоэлектрика с нанесенным на его поверхность фотополупроводником. Под действием управляющего света в фотополупроводнике создаются электрические заряды, которые дрейфуют к поверхности сегнетоэлектрика, приводя к перераспределению приложенного к нему электрического поля.

Особенностью сегнетоэлектрических кристаллов является возможность их работы с запоминанием, что связано с гистерезисным характером зависимости их поляризации от приложенного электрического поля. Стирание остаточной поляризации в модуляторе для возврата в исходное состояние производится путем приложения к сегнетоэлектрику напряжения противоположной полярности.

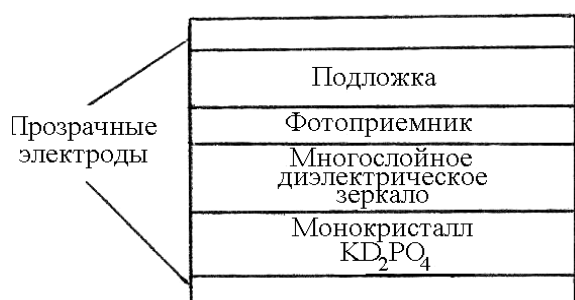


Рис. 4.2. Устройство ПМС «Фототитус»

Примером оптически управляемого ПМС рассмотренного типа является «Фототитус», рис. 4.2. В качестве сегнетоэлектрика здесь используется кристалл DKDP (KD_2PO_4), фотопроводник – аморфный селен. Запись производится со стороны фотопроводника коротковолновым излучением (синий или ультрафиолетовый свет) с одновременной подачей постоянного напряжения 80 В. Для уменьшения влияния считывающего света на распределение зарядов считывание производится в отраженном свете с использованием диэлектрического зеркала, расположенного между слоем фотопроводника и сегнетоэлектрика.

Типичные параметры ПМС «Фототитус»: чувствительность 10^{-5} Дж/см, разрешение 40 лин/мм, время записи 0,3 мкс, время стирания 30–300 мкс. Недостатками являются необходимость работы при $-50^\circ C$, малое разрешение, сложность.

Перспективным ПМС, использующим линейный электрооптический эффект, является прибор PROM на основе кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$. В отличие от DKDP кристалл силиката висмута является как электрооптическим, так и фотопроводящим, поэтому для модуляции поля, приложенного к прибору, нет необходимости иметь в устройстве отдельный слой фотопроводника. Структура PROM включает в себя кристалл и два тонких

изолирующих слоя (парилен), расположенных между кристаллом и прозрачными электродами. При освещении записывающим излучением генерируемые в полупроводнике носители заряда дрейфуют к границе кристалла с диэлектриком, где захватываются ловушками, и компенсируют заряд на электродах, что приводит к модуляции поля, действующего на кристалл. Характеристики прибора PROM близки к характеристикам «Фототитуса», однако PROM проще и не требует охлаждения.

Электронно-адресуемая трубка с кристаллом DKDP. Оптически управляемые ПМС типа PROM и другие требуют различных длин волн для записи и считывания информации, что ограничивает их применение на практике. Электрически управляемые устройства матричного типа имеют небольшое число разрешимых точек. Эти проблемы могут быть решены в устройстве с электронной адресацией, показанном на рис. 4.3.

В устройстве используется мишень из кристалла DKDP 1 с одиночным прозрачным электродом 3, помещенная в вакуумную трубку. Модулирующее пространственное распределение напряжения на кристалле создается с помощью модуляции тока сканирующего электронного пучка 2 входной информацией. Задний электрод заземлен, а на катод подан отрицательный потенциал. При записи передняя поверхность кристалла заряжается отрицательно. Стирание осуществляется с использованием вторичной записи с помощью стирающей электронной пушки 4.

Такое устройство имеет число разрешимых точек 1000×1000 , разрешение 40 лин/мм. Прибор обычно работает в телевизионном режиме (30 кадр/с) с записью за время сканирования строки и со считыванием за время обратного хода луча.

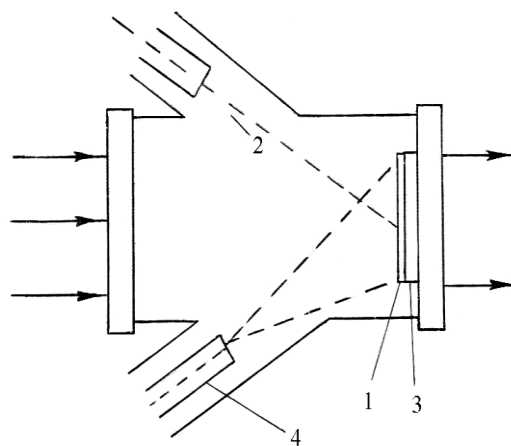


Рис. 4.3. ПМС с адресацией электронным лучом

4.3. Фотоприемники

Выходные сигналы оптической системы обработки информации обычно регистрируются с помощью квадратичного фотоприемника, реагирующего на распределение интенсивности света. На стадии исследования оптической системы в качестве фотоприемника могут использоваться фотодиод с щелью, фотопленка, матовый экран, человеческий глаз, вооруженный

микроскопом и т. д. В системах обработки, готовых к практическому применению, обычно осуществляется преобразование выходных распределений интенсивности света в электрические сигналы с помощью фотодетекторов, которые работают в реальном масштабе времени. Для систем с одноканальным выходом при этом используются фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Для многоканальных устройств используются трубки типа ортикон, диссектор, видикон и другие, в которых элементы фоточувствительной поверхности последовательно опрашиваются электронным лучом. Наибольшее применение в системах оптической обработки нашли матрицы полупроводниковых фотодетекторов [12].

Различают два режима работы фотоприемников: 1) режим непосредственного отсчета; 2) режим с накоплением заряда. Выходной электрический сигнал фотоприемника в каждый момент времени в первом случае пропорционален интенсивности падающего на него оптического сигнала, а во втором – полной световой энергии, падающей за время накопления. Устройства, работающие с непосредственным отсчетом, отличаются повышенным быстродействием ($\sim 0,3$ мкс), а устройства, работающие с накоплением заряда – повышенной чувствительностью.

Для считывания выходных сигналов с отдельных элементов матричные фотоприемники могут иметь или независимые выходы с параллельным преобразованием оптических сигналов в электрические или структуру адресных шин, позволяющих осуществлять последовательный выбор элементов матрицы для считывания. Фотоприемники с независимыми выходами имеют сравнительно мало фоточувствительных элементов (не более нескольких десятков): дальнейшее увеличение числа элементов нецелесообразно по конструктивным соображениям, связанным с количеством подводящих проводников. Широкое распространение получили ПЗС-фотоматрицы, в которых считывание осуществляется последовательным переносом накопленного за время регистрации заряда по элементам матрицы до выходного регистрирующего узла. ПЗС-фотоматрицы характеризуются высокой чувствительностью, большим числом элементов и хорошо согласуются с последовательным способом ввода информации в ЭВМ, обычно используемой для дальнейшей обработки сигналов.

Кроме основных элементов оптических систем обработки – лазеров, устройств ввода, пространственных фильтров и фотоприемников – в состав таких систем входят линзы, зеркала, призмы и другие оптические детали. Особенности когерентных устройств требуют высокой точности обработки оптических деталей и их установки в системе. В наиболее чувствительных интерференционных схемах необходимая точность установки составляет десятые доли длины волны используемого света; это требует применения высококачественной оптики и прецизионных механических

юстировочных узлов. Важными требованиями при работе когерентных устройств являются отсутствие в системе пыли и движения воздуха.

Промышленностью освоен выпуск лабораторных установок для экспериментальных исследований оптических систем, удовлетворяющих требуемой точности (типа СИН, УИГ и др.). Основанием для крепления оптики в них служат массивные плиты из металла, гранита, бетона; предусмотрена амортизация оснований от внешней вибрации. Названные выше требования сохраняются и при конструировании малогабаритных переносных систем, однако их выполнение в малогабаритных устройствах значительно упрощается.

5. ПРИМЕНЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ. ГИБРИДНЫЕ ОПТИКО-ЦИФРОВЫЕ СИСТЕМЫ

В настоящее время уделяется большое внимание созданию автоматических устройств распознавания образов, способных заменить человека при решении многих технических задач. Под распознаванием обычно понимается следующий процесс. Имеется m объектов распознавания, которые разделены на M классов, отличающихся по некоторым признакам. При предъявлении системе распознавания объекта из множества m надо отнести его к одному из M классов. Автоматические системы распознавания обычно работают в некотором пространстве признаков, имеющем размерность N . В N -мерном пространстве признаков каждому объекту соответствует точка, а каждому классу – некоторая область. Размерность пространства N может быть весьма велика. Например, при представлении сигнала с полосой 100 МГц длительностью 100 мкс требуется 10 000 независимых отсчетов, т. е. 10 000 признаков. Изображение из 100×100 разрешимых точек полностью описывается также 10 000 признаками.

Обычно для распознавания достаточно сложных образов используются цифровые ЭВМ. На стадии обучения машины в пространстве признаков строятся границы между классами. Само распознавание осуществляется сравнением координат точки (признаков распознаваемого объекта) с положением границ между классами. Процесс распознавания на ЭВМ связан с решением $M(M - 1)$ граничных неравенств в N -мерном пространстве признаков и в общем случае требует значительных затрат машинного времени. Например, при $M = 5$ и $N = 500$ распознавание одного объекта на ЭВМ с производительностью $2,5 \cdot 10^6$ операций в секунду требует времени ~ 1 с и квадратично растет с увеличением числа признаков [13].

Существует, однако, довольно обширный класс задач, в которых оптимальным алгоритмом распознавания является корреляционное сравнение предъявляемого образа с эталонным, характеризующим определенный класс. Такой алгоритм может быть реализован в оптических корреляторах, имеющих значительно большую скорость вычисления интегральных операций. Примерами таких задач являются распознавание или обнаружение сигналов на фоне аддитивного шума, поиск фрагментов в большом изображении, содержащем шум, и др.

Другим перспективным применением оптики при решении задач распознавания является выделение признаков. Обычно исходное пространство признаков имеет неоправданно большую размерность, в то время как для распознавания важны только те признаки, которые существенны для деления классов. С помощью специальных математических процедур или

на основе интуиции исследователя переходят к пространству информативных признаков меньшей размерности, в котором и осуществляют распознавание [14]. Это позволяет увеличить скорость распознавания. Часто характерные отличия между классами содержатся в признаках, извлекаемых из фурье-спектров исходного описания образов. В этом случае исходное представление образа вначале подвергается преобразованию Фурье, которое может быть выполнено с помощью оптической системы, а само распознавание осуществляется в ЭВМ по признакам, выделенным из спектров образов на выходе оптического процессора. Применение оптической системы на стадии предварительной обработки в этой так называемой гибридной оптико-цифровой системе позволяет увеличить ее общее быстродействие по сравнению с чисто цифровой системой распознавания.

Применение оптических процессоров перспективно и в других случаях предварительной обработки, например, для фильтрации шумов, оконтуривания изображений и др. Рассмотрим несколько примеров оптических и оптико-цифровых устройств распознавания.

5.1. Корреляционное распознавание информации в когерентно-оптических системах

Чисто оптические устройства распознавания строятся на базе оптических корреляторов, в которых реализуется алгоритм сравнения предъявляемого и эталонных образов по максимуму корреляционной функции. Блок-схема такой системы распознавания показана на рис. 5.1 [8].

Входной сигнал системы $g(x,y)$ может содержать некоторые образы из набора $s_1(x,y), s_2(x,y), \dots, s_N(x,y)$; с помощью системы требуется определить присутствие заданного образа в сигнале. Входной сигнал одновременно (или последовательно) подается на N согласованных фильтров с передаточными функциями $S_1^*, S_2^*, \dots, S_N^*$. Отклик каждого фильтра нормируется путем деления на корень квадратный из полной энергии образа, с которым фильтр согласован. Эта нормировка, которая может быть выполнена с помощью электронной схемы после получения сигналов на выходе фильтров, необходима, чтобы выходные сигналы системы зависели не от энергии, а от формы сигналов на входе. На выходе системы сравниваются квадраты модулей сигналов $|v_1|^2, |v_2|^2, \dots, |v_N|^2$. Покажем, что сигнал $|v_k|^2$ будет наибольшим из N откликов, если во входном сигнале присутствует образ $g(x,y) = s_k(x,y)$.

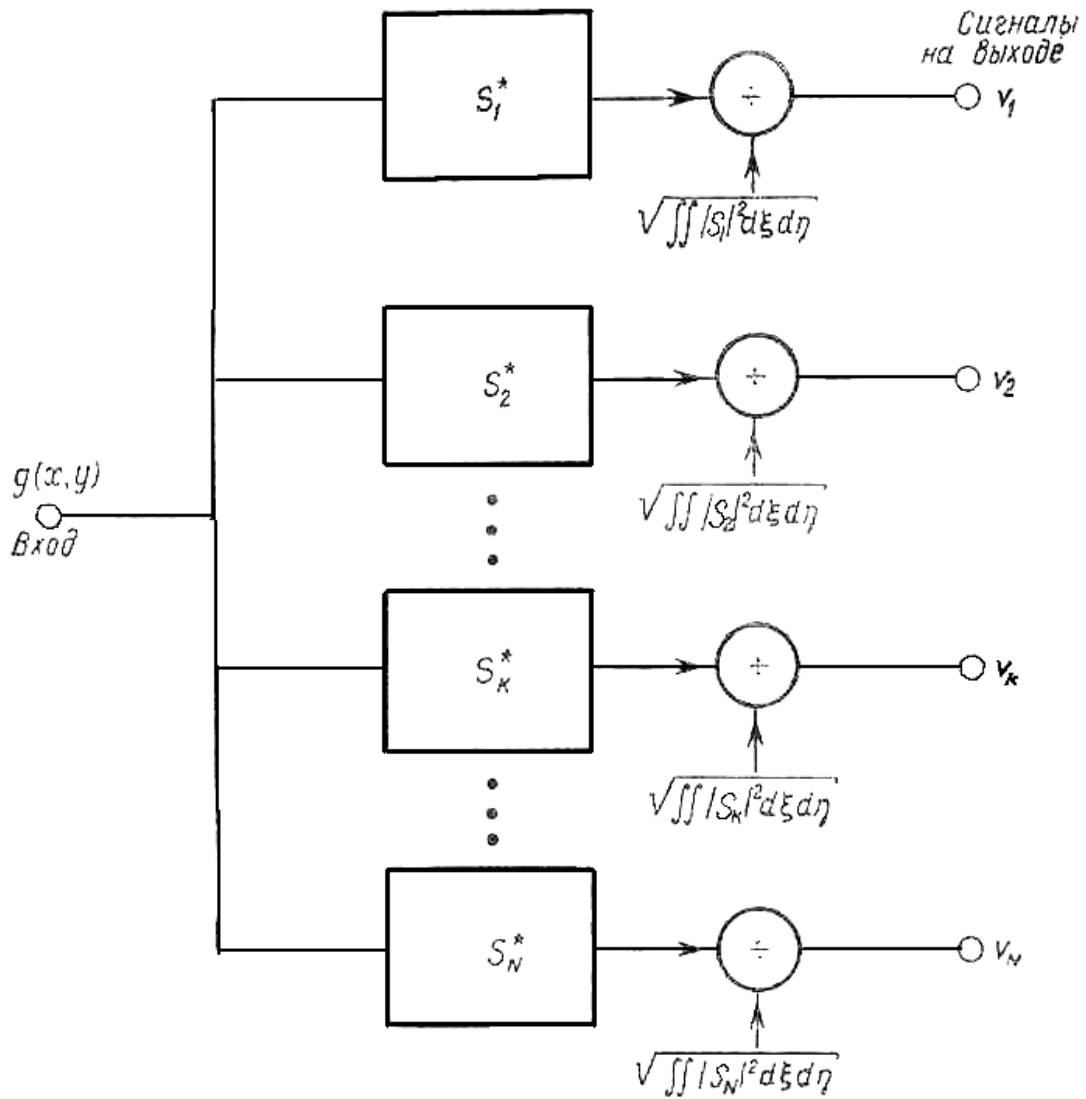


Рис. 5.1. Распознавание сигналов с помощью набора согласованных фильтров

Максимум сигнала $|v_k|^2$ на выходе правильно согласованного фильтра равен

$$|v_k|^2 = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S_k|^2 d\xi d\eta \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S_k|^2 d\xi d\eta} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S_k|^2 d\xi d\eta.$$

С другой стороны, отклик $|v_n|^2$ ($n \neq k$) неправильно согласованного фильтра равен

$$|v_n|^2 = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_k S_n^* d\xi d\eta \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S_n|^2 d\xi d\eta}$$

Воспользовавшись неравенством Шварца, можно записать

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_k S_n^* d\xi d\eta \right|^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S_k|^2 d\xi d\eta \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S_n|^2 d\xi d\eta.$$

Отсюда следует, что

$$|v_n|^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S_k|^2 d\xi d\eta = |v_k|^2;$$

равенство имеет место только при условии, что $s_n(x, y) = \kappa s_k(x, y)$.

Из полученного результата следует, что согласованный фильтр дает возможность установить, какой образ из возможного набора образов действительно присутствует в системе.

На рис. 5.2 представлен пример когерентно-оптического коррелятора 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 проекционной системы 1 и оптически управляемого пространственного модулятора света 2. В плоскости пространственных частот используется набор сменных фильтров 3, перемещаемых механически или сканируемых с помощью дефлектора. Запись голографических фильтров ГФ осуществляется на фототермопластическом носителе ТПН с помощью дополнительной когерентно-оптической системы 4.

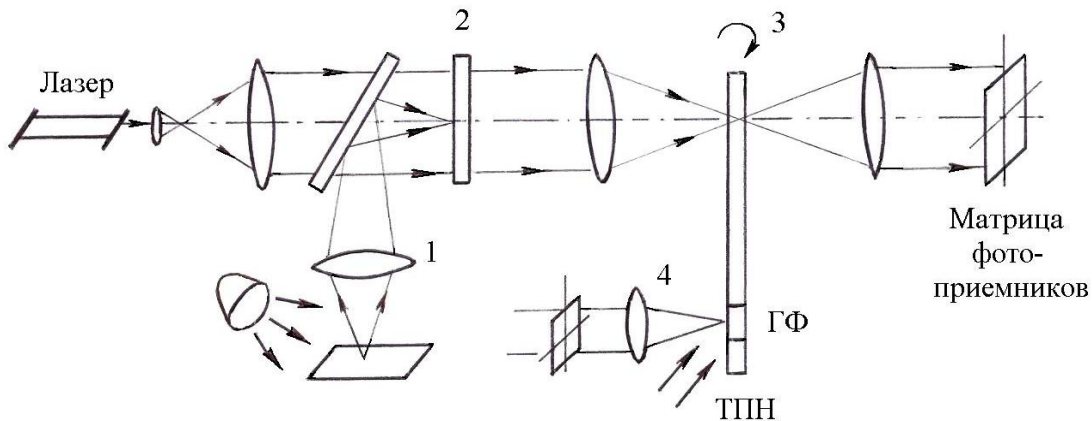


Рис. 5.2. Коррелятор для распознавания буквенно-цифровой информации

На рис. 5.3 приведена схема другого когерентно-оптического коррелятора, имеющего несколько параллельных каналов по числу распознаваемых классов. В схеме используется мультипликатор входных изображений 1, набор рядом расположенных фильтров 2 и устройств регистрации 3. В качестве мультипликатора изображений может быть применена голограмма набора плоских волн, имеющих различный наклон.

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.

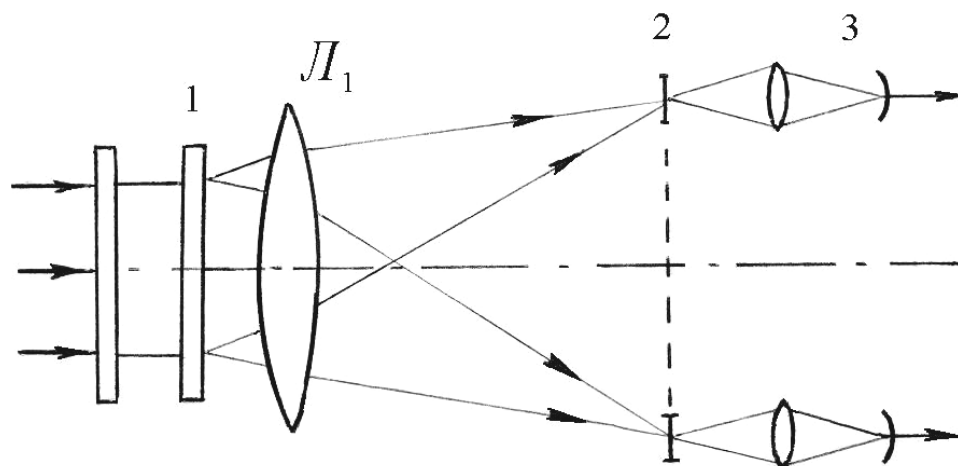


Рис. 5.3. Многоканальный коррелятор для распознавания изображений

5.2. Оптико-цифровая система для распознавания текстур

Применение оптической системы для выделения признаков в гибридной оптико-цифровой системе было продемонстрировано при решении задачи распознавания текстур [9].

При распознавании текстур (например, кусочков ткани с разным рисунком) корреляционный алгоритм не является эффективным. При его использовании разные участки текстуры дают иногда меньшую амплитуду корреляции, чем разные текстуры. В то же время, если сравнивать текстуры

по распределениям пространственных частот, можно заметить, что они значительно отличаются (рис. 5.4). Поэтому было предложено распознавать текстуры по признакам, вычисляемым из их фурье-спектров.

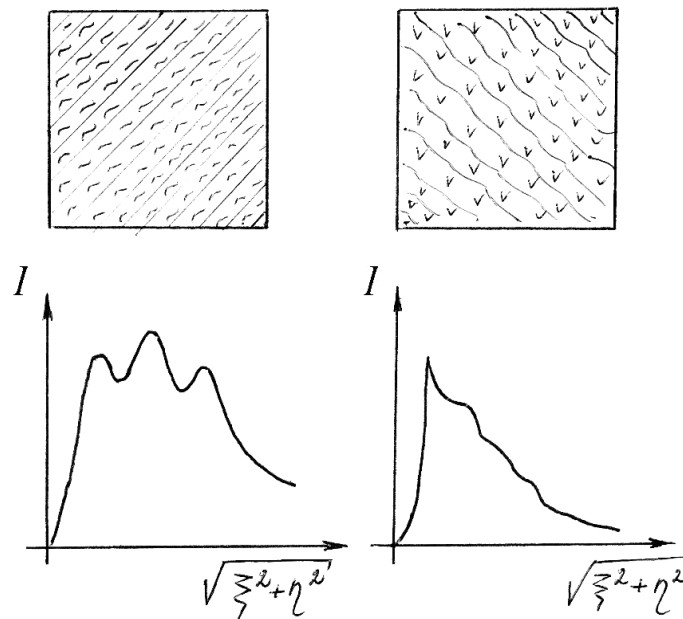


Рис. 5.4. Распределение пространственных частот от различных текстур

Экспериментально исследовалась гибридная система, показанная на рис. 5.5. С помощью когерентной оптической системы формировался пространственный спектр слайда текстуры, помещенной в кювету с иммерсией во входной плоскости. Увеличенное распределение спектра с помощью телевизионной системы считывалось в ЭВМ. ЭВМ программным способом формировала в плоскости пространственных частот кольцевую маску, которая выделяла 32 признака, зависящих от модуля пространственной частоты (рис. 5.6). Затем для распознавания использовались машинные алгоритмы. Исследования показали, что качество распознавания в рассмотренной оптико-цифровой системе было не хуже, чем в чисто цифровой (при большем потенциальном быстродействии гибридной системы).

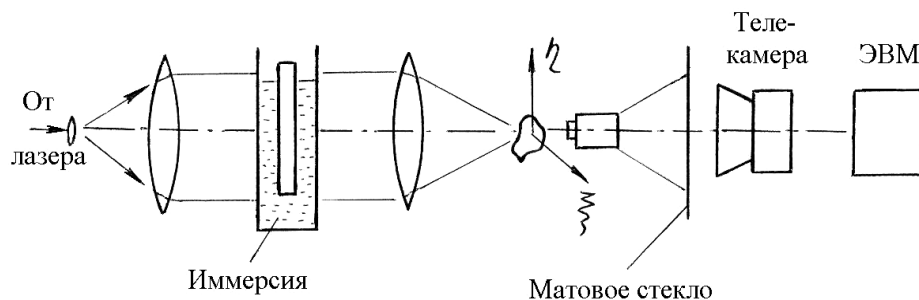


Рис. 5.5. Гибридная оптико-цифровая система распознавания по признакам, выделяемым из фурье-спектров

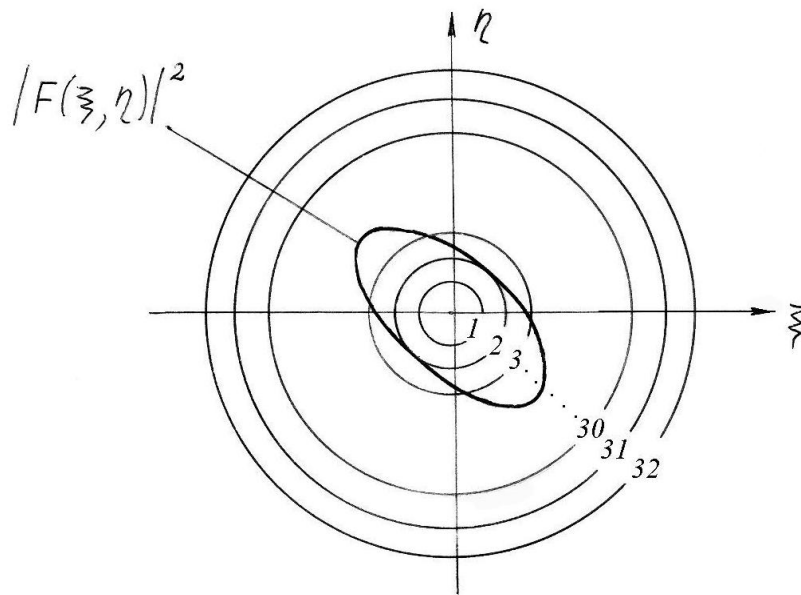


Рис. 5.6. Кольцевая маска
в плоскости пространственных частот, синтезируемая ЭВМ
для выделения признаков фурье-спектров

Другими примерами применения рассмотренной гибридной системы являются распознавание характерных деталей на аэрофотоснимках и распознавание пневмокониоза у шахтеров по рентгеновским снимкам. Следует заметить, что в задачах, где играет роль распределение пространственных частот не только по модулю, но и по направлению, в ЭВМ синтезировалась не кольцевая, а секторно-кольцевая маска (рис. 5.7).

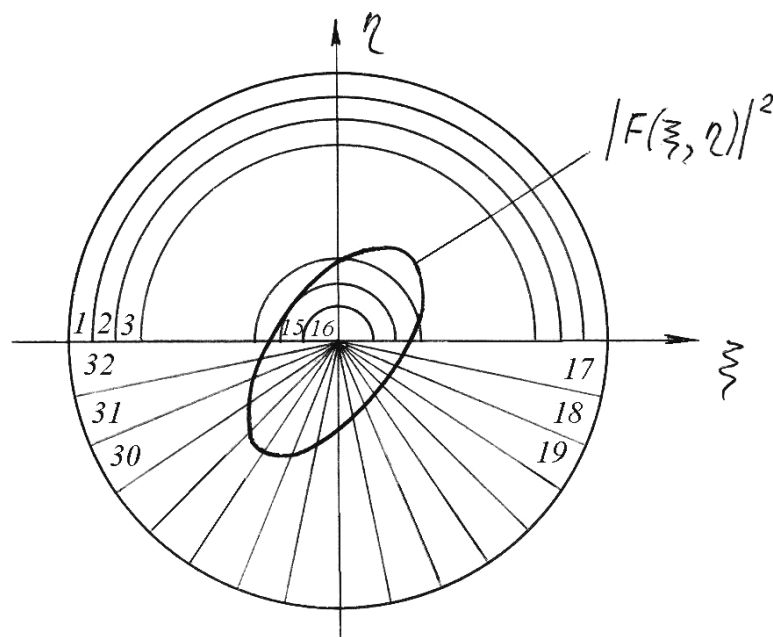


Рис. 5.7. Секторно-кольцевая маска для выделения признаков,
зависящих от модуля и направления фурье-спектров

5.3. Структура гибридной оптико-цифровой системы

Системы, в которых обработка информации частично выполняется в электронных узлах, а частично – оптически, называются гибридными. В них достигается оптимальное соотношение высокой скорости оптической обработки с высокой точностью и гибкостью электронных вычислительных устройств. В общем случае структура гибридной оптико-цифровой системы может быть сложнее, чем в рассмотренных выше устройствах. Примерная схема такой системы показана на рис. 5.8. Она состоит из оптического и электронного процессоров, входного и выходного интерфейсов и интерфейса управления оптическим процессором.

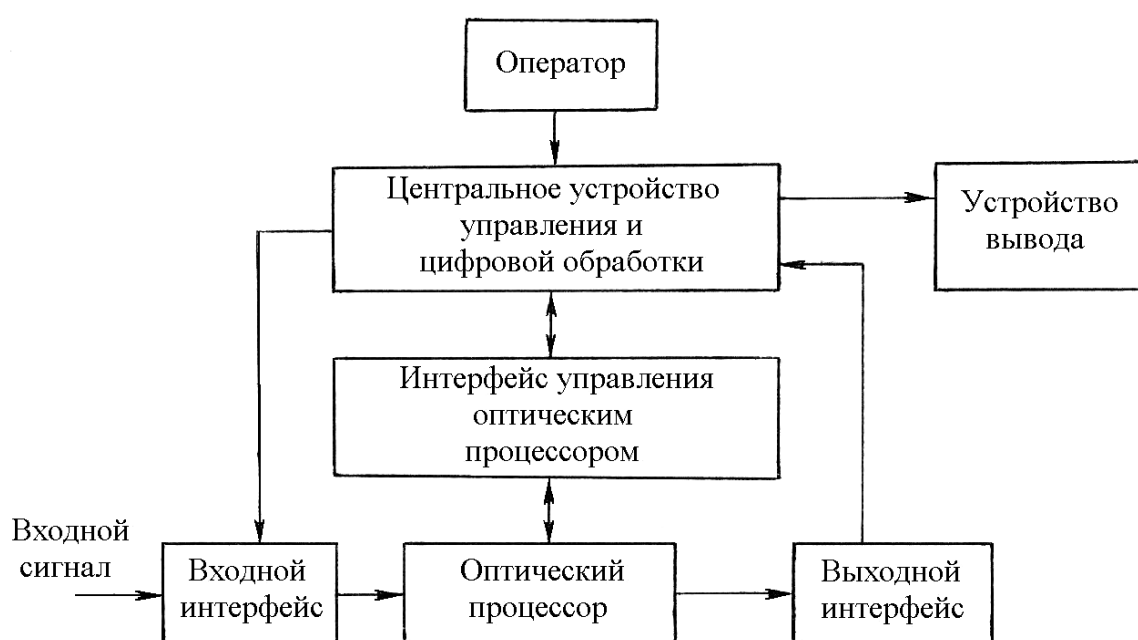


Рис. 5.8. Вариант общей структурной схемы гибридной оптико-цифровой системы

Программируемый электронный процессор осуществляет общее управление. Входной интерфейс может содержать не только устройство ввода, но и систему электронной предобработки входных сигналов оптической системы. Например, для получения преобразования Меллина, инвариантного к масштабу, входное изображение подвергается геометрическим преобразованиям с помощью логарифмических усилителей в каналах развертки телевизионной системы ввода.

Выходной интерфейс может содержать электронные спецпроцессоры предварительной обработки сигналов, регистрируемых фотодетектором, что позволяет сжимать выходную информацию в целях ускорения ее дальнейшей обработки в центральном электронном процессоре.

Интерфейс управления оптическим процессором служит для регулировки и настройки оптически-механических элементов, перемещения фильтров, диафрагм, зеркал и т. п. Одной из важнейших возможностей гибридных систем является электронное управление импульсным откликом оптической системы с помощью оперативной записи фильтров, синтезированных на ЭВМ.

Вариант такого интерфейса показан на рис. 5.9. В данном случае фильтры записываются с помощью лазерной сканирующей системы под управлением ЭВМ. Расчет коэффициента пропускания фильтра может осуществляться по требуемому импульсному отклику, вводимому в ЭВМ с помощью телекамеры.

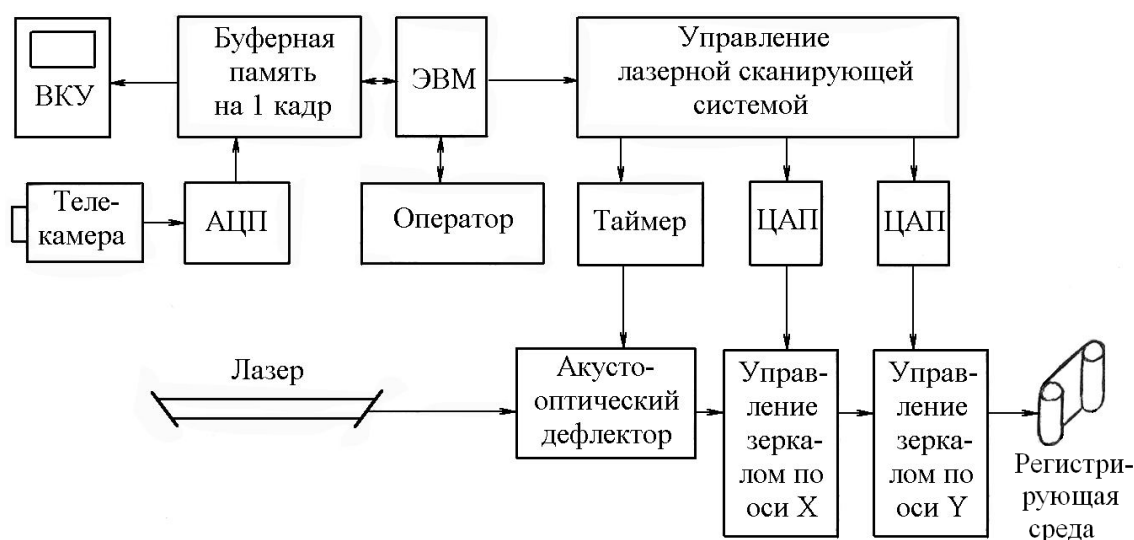


Рис. 5.9. Схема управления импульсным откликом оптического процессора гибридной системы

5.4. Распознавание образов с переменным масштабом и ориентацией

В качестве примера применения гибридных систем рассмотрим решение задачи распознавания изображений, инвариантного к масштабу и повороту. Инвариантность к этим операциям может быть достигнута в оптике с помощью различных технических приемов. Изменение масштаба может быть скомпенсировано регулировкой увеличения системы, формирующей входной сигнал оптического процессора. При получении фурье-образа можно менять эквивалентное фокусное расстояние. Для компенсации поворота можно разворачивать изображение с помощью призмы Дове или вращать согласованный фильтр или сам объект, или систему регистрации. Использование механических способов настройки оптических процессоров, однако, приводит к снижению точности и скорости обработки. Снижается и надежность таких устройств.

Другой метод – это создание многоканальных систем при использовании набора фильтров, согласованных с разным положением или масштабом объекта. В таких системах применяется тот или иной способ мультипликации входного образа (см., например, рис. 5.3). Недостатком этих устройств является большое число требуемых фильтров, так как допустимое изменение ориентации при приемлемом снижении корреляции в выходном отклике одного фильтра может составлять величину ~ 1 град, а масштаба $\sim 0,01$.

Третий метод – применение гибридных систем. Одним из примеров подходящей гибридной системы является использование секторно-кольцевого фотоприемника при анализе фурье-спектров (рис. 5.7). Очевидно, что сигнал с секторной части фотоприемника не зависит от масштаба объекта и его фурье-образа, а сигнал с кольцевой части не зависит от поворота распознаваемого объекта.

Четвертый метод состоит в использовании преобразования Меллина исходного изображения. Это такое преобразование, модуль которого не зависит от изменения масштаба образа так же, как модуль фурье-образа не зависит от смещения. Рассмотрим, какой вид имеет преобразование Меллина и оптические способы его получения.

Под оператором изменения масштаба понимается оператор M , удовлетворяющий соотношению $Mg(x,y) = g(ax,by)$. Можно найти собственные функции этого оператора, т. е. функции, удовлетворяющие следующему уравнению: $M\{\psi(x,y)\} = \lambda\psi(x,y)$, где λ – собственные значения. Эти функции обладают свойством не изменяться (с точностью до комплексного множителя) под действием оператора масштаба. Если разложить по ним функцию $g(x,y)$, то при некоторых условиях такое разложение будет инвариантно к масштабу. Покажем это.

Легко убедиться, что $\psi(x,y) = x^r y^s$, где r и s – комплексные числа:

$$M(x^r y^s) = (ax)^r (by)^s = (a^r b^s) x^r y^s.$$

Можно потребовать, чтобы модуль собственных значений был равен единице. Это выполняется, если r и s являются чисто мнимыми: $j2\pi f_x = r$, $j2\pi f_y = s$, где f_x и f_y – действительные числа.

Тогда $\left| a^{j2\pi f_x} b^{j2\pi f_y} \right| = 1$. Таким образом, $\psi(x,y) = x^{j2\pi f_x} y^{j2\pi f_y}$.

Можно показать, что такие собственные функции образуют полный ортогональный набор с соотношением ортогональности

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \frac{1}{xy} x^{j2\pi f_x} y^{j2\pi f_y} x^{-j2\pi f_x'} y^{-j2\pi f_y'} dx dy = \delta(f_x - f_x', f_y - f_y').$$

По полному набору можно разложить любую функцию в виде линейной комбинации

$$g(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(f_x, f_y) x^{j2\pi f_y} y^{j2\pi f_x} df_x df_y.$$

Решая это уравнение относительно $G(f_x, f_y)$ с использованием соотношения ортогональности, получаем

$$G(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) x^{-j2\pi f_x - 1} y^{-j2\pi f_y - 1} dx dy.$$

Это соотношение и есть двумерное преобразование Меллина. Инвариантность его модуля к преобразованию масштаба легко проверить прямой подстановкой.

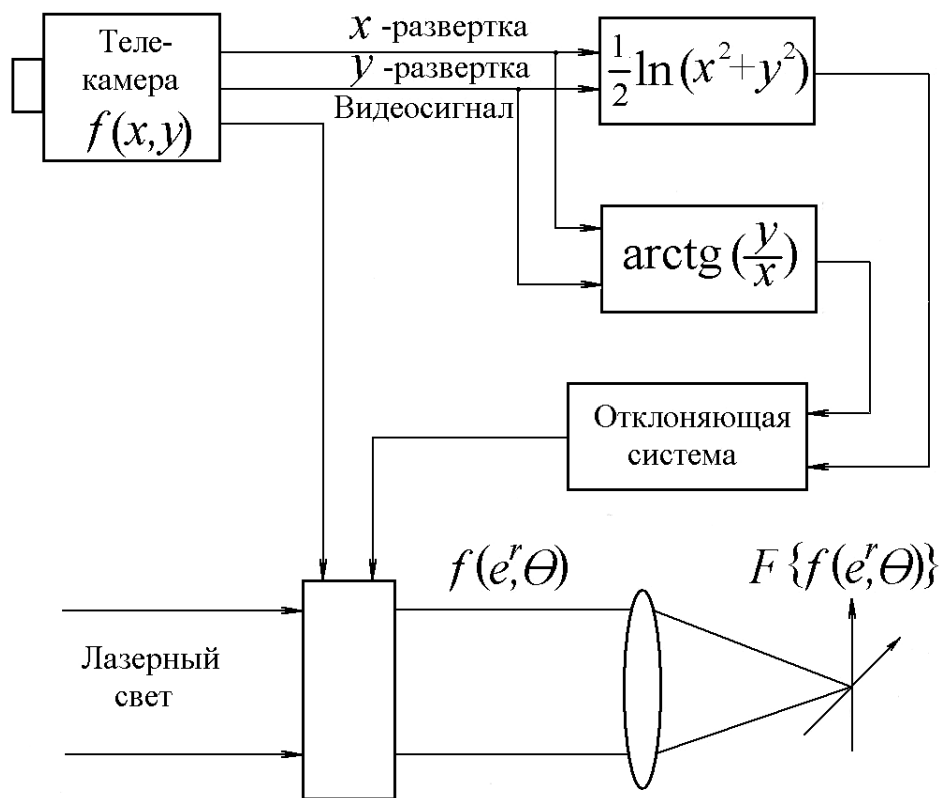
Для получения преобразования Меллина можно использовать преобразование Фурье. Если сделать замену переменных $x = e^\xi$, $y = e^\eta$, то получим

$$G(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(e^\xi, e^\eta) e^{-j2\pi(f_x \xi + f_y \eta)} d\xi d\eta,$$

т. е. меллин-образ есть преобразование Фурье от функции, подвергнутой геометрическим искажениям $g(e^\xi, e^\eta)$.

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 [9]. В гибридной системе использовались логарифмические усилители в устройствах развертки по координатам x и y , в результате исходное изображение записывалось во входной плоскости оптической системы в виде $g(e^\xi, e^\eta)$, 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.

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 [15] предложили использовать лишнюю степень свободы двумерного меллин-спектра для создания гибридной системы, инвариантной к масштабу и повороту. Схема этого устройства представлена на рис. 5.10.



Пространственно-временной
модулятор света с управлением
электронным лучом

Рис. 5.10. Гибридная система распознавания,
инвариантная к масштабу и повороту

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 получают 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.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Псалтис, Д. Двумерная оптическая обработка сигналов с использованием одномерных устройств / Д. Псалтис // ТИИЭР. – 1984. – Т. 72, № 7. – С. 240–255.
2. Кольер, Р. Оптическая голография : пер. с англ / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. – М. : Мир, 1973. – 688 с.
3. Литвиненко, О. Н. Основы радиооптики / О. Н. Литвиненко. – Киев : Техника, 1974. – 208 с.
4. Свет, В. Д. Оптические методы обработки сигналов / В. Д. Свет. – М. : Энергия, 1971. – 104 с.
5. Вандер Люгт. Формулы для анализа и расчета систем оптической обработки информации / Вандер Люгт // ТИИЭР. – 1966. – Т. 54, № 8. – С. 43–51.
6. Alfalou, A. Understanding correlation techniques for face recognition : from basics to applications (19) / A. Alfalou & C. Brosseau ; Face recognition Edited by Milos Oravec. – 2009. – P. 353–380. – www.intechopen.com.
7. Manzur, T. Optical correlator based target detection, recognition, classification, and tracking / T. Manzur, J. Zeller, S. Serati // Appl. Opt. – 2012. – V. 51. – P. 4976–4983.
8. Гудмен, Дж. Введение в фурье-оптику : пер. с англ / Дж. Гудмен. – М. : Мир, 1970. – 364 с.
9. Применение методов фурье-оптики : пер с англ. / под ред. Г. Старка. – М. : Радио и связь, 1988. – 536 с.
10. Armitage, J. D. Character recognition by incoherent spatial filtering / J. D. Armitage, A. W. Lohmann // Appl. Opt. – 1965. – V.4. – P. 461–470.
11. <http://holoeye.com/> Spatial Light Modulators.
12. Anderson, G. W. Role of photodetectors in optical signal processing / G. W. Anderson, B. D. Guenther, J. A. Hynecsek, R. J. Keyes, A. Vander Lugt // Appl. Opt. – 1988. – V. 27. – P. 2871–2886.
13. Василенко, Г. И. Голографическое опознавание образов / Г. И. Василенко. – М. : Сов. радио, 1977. – 328 с.
14. Фукунага К. Введение в статистическую теорию распознавания образов : пер. с англ. / К. Фукунага. – М. : Наука, 1979. – 368 с.
15. Casasent, D. Position, rotation, and scale invariant optical correlation / D. Casasent, D. Psaltis // Appl. Opt. – 1976. – V.15. – P.1795–1799.

Рогов Сергей Александрович

ОСНОВЫ ОПТОИНФОРМАТИКИ

**Оптические методы
и устройства обработки информации**

Учебное пособие

Редактор *И. И. Щенсяк*

План издания 2017 г., п. 67

Подписано к печати 22.06.2017
Объем 4,0 усл.-печ. л. Тираж 26 экз. Заказ 794
Редакционно-издательский отдел СПбГУТ
191186 СПб., наб. р. Мойки, 61
Отпечатано в СПбГУТ

