

2. КИТЫК И. В. Спектры поглощения тонких пленок системы  $\text{Cd}(\text{Dg}_{2x+2-2x})$  // Журн. прикл. спектр.— 1985.— 42, № 3.
3. Князьков А. В., Кузьминов Ю. С. Фоторефрактивные свойства кристаллов ниобата бария — стронция и их применение в динамической голографии // Автометрия.— 1988.— № 5.
4. Пирого С. А., Алексеюк И. Д., КИТЫК И. В. Энергетический спектр примеси меди в монокристаллах  $\text{CdI}_2 - \text{Cu}$  // Изв. АН СССР. Неорг. материалы.— 1990.— 26, № 2.
5. КИТЫК И. В. Электрооптический эффект в слоистых кристаллах  $\text{CdI}_2$  // Кристаллография.— 1990.— 35, вып. 3.
6. Александров Ю. М., Довгий Я. О., КИТЫК И. В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия.— 1985.— 26, вып. 3.
7. Довгий Я. О., КИТЫК И. В., Александров Ю. М. и др. Оптические функции слоистых кристаллов дигалогенидов кадмия в области энергий 4—20 эВ // Журн. прикл. спектр.— 1985.— 43, вып. 4.
8. Довгий Я. О., КИТЫК И. В., Дьяков В. А. Зонная структура и нелинейные восприимчивости кристаллов  $\text{KTiOPO}_4$  // ФТТ.— 1989.— 31, № 11.

*Поступило в редакцию 30 марта 1990 г.*

УДК 621.376.52

В. И. ЮРЛОВ  
(Новосибирск)

### АНАЛИЗ РАБОТЫ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЛИНЕЙНЫХ СМЕЩЕНИЙ

Акустооптический преобразователь линейных смещений (АОПЛС) предназначен для определения смещений и положений контрольных точек объектов относительно светового пучка и может быть использован в высокоточных автоматизированных системах, работающих в реальном времени, для различного рода измерений в точном машиностроении, станкостроении, самолетостроении, судостроении, авиационной технике, геодезии, а также в приборах экспериментальной физики, атомном машиностроении и в других отраслях. В частности, АОПЛС может применяться для измерения отклонений от прямолинейности и плоскостности, контроля деформаций и положений объектов.

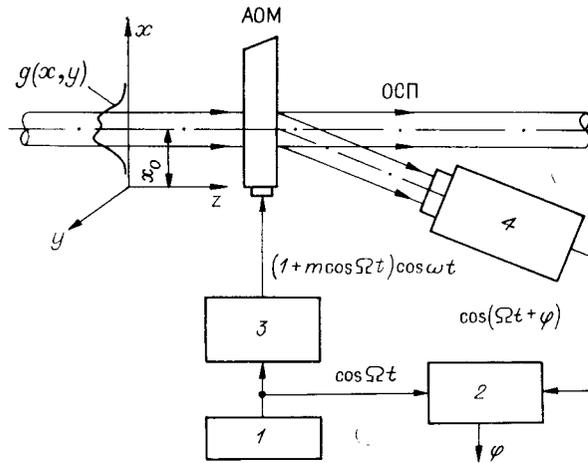
Принцип действия АОПЛС в общих чертах изложен в ряде работ [1—3]. Он основан на акустическом зондировании опорного светового пучка (ОСП) и определения его координат методами пассивной ультразвуковой локации внутри акустооптического модулятора света (АОМ). При этом приемником сигнала является область акустооптического взаимодействия с некоторым фазовым центром, относительно которого измеряется расстояние до источника ультразвуковых волн. Положение этого центра зависит от распределения напряженности поля в поперечном сечении ОСП и аналоговых преобразований сигналов в АОПЛС.

Под влиянием флуктуационных явлений в лазере и атмосфере распределение напряженности поля в сечении ОСП может принимать несимметричный характер и изменяться во времени. Возникающие при этом ошибки измерения существенно зависят от алгоритма определения центра ОСП, т. е. от аналоговых преобразований сигналов в АОПЛС, обусловленных физическими процессами, протекающими в нем. Поэтому чрезвычайно важно знать математическую модель, описывающую алгоритм определения центра ОСП и показывающую, чем этот центр является по отношению к функции распределения напряженности поля в поперечном сечении ОСП. Кроме того, нужна информация о том, какие ограничения, обусловленные природой акустооптического взаимодействия, накладывает вид этой функции на величину частоты зондирующего сигнала, от которой также зависит точность измерений. Этим вопросам посвящена настоящая работа.

Структурная схема АОПЛС представлена на рисунке. Модулятор  $I$  формирует гармонический зондирующий сигнал со стабильной частотой  $\Omega$  и подает его на опорный вход фазометра  $2$  и модуляционный вход генератора несущей частоты  $\omega$ . В результате на вход АОМ поступает амплитудно-модулированный сигнал, который возбуждает в нем ультразвуковую волну вида

$$s(t, x) = A[1 + m \cos(\Omega t - Kx)] \cos(\omega t - kx), \quad (1)$$

где  $A$  — амплитуда волны;  $K = \Omega/V$ ,  $k = \omega/V$  — волновые числа;  $V$  — скорость ультразвуковой волны;  $m$  — глубина модуляции;  $t$  — текущее время;  $x$  — координата (см. рисунок).



Волна вида (1) распространяется в прозрачном звукопроводе АОМ вдоль направления  $x$  и вступает во взаимодействие с ОСП, просвечивающим АОМ в направлении  $z$ . В поперечном сечении ОСП на входе АОМ имеет место некоторое распределение напряженности светового поля  $g(x, y)$ . Ультразвуковая волна возмущает показатель преломления АОМ. В приближении слабого сигнала и малой длины взаимодействия распределение комплексной амплитуды светового поля на выходе АОМ следующее:

$$E = g(x, y) \exp [j\alpha s(t, x)] \approx g(x, y) [1 + j\alpha s(t, x)], \quad (2)$$

где  $\alpha$  — индекс фазовой модуляции волнового фронта ОСП в АОМ.

Формула (2) содержит первый член, описывающий невозмущенную часть ОСП (нулевой порядок), и второй член, описывающий возмущенную часть ОСП (высшие порядки дифракции). На фотоприемник 4 (см. рисунок) попадает составляющая, соответствующая 1-му порядку дифракции

$$E_1 = j \frac{\alpha}{2} A g(x, y) [1 + m \cos(\Omega t - Kx)] \exp [j(\omega t - kx)]$$

с интенсивностью светового поля

$$I_1 = |E_1|^2 = \frac{\alpha^2}{4} A^2 |g(x, y)|^2 [1 + 2m \cos(\Omega t - Kx) + m^2 \cos^2(\Omega t - Kx)]. \quad (3)$$

Фотоприемник расположен в ближней зоне 1-го порядка дифракции и имеет в своем тракте полосовой фильтр, настроенный на частоту  $\Omega$ . Поэтому компоненты суммы в квадратных скобках выражения (3), кроме второго, не дадут отклика на его выходе и могут быть исключены из рассмотрения. Если входная апертура фотоприемника достаточно велика и не виньетировывает световой пучок, то с учетом фильтрации сигнал на выходе фотоприемника будет иметь следующий вид:

$$U = N \frac{\alpha^2}{2} A^2 m \operatorname{Re} \left\{ \exp [j\Omega t] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |g(x, y)|^2 \exp [-jKx] dx dy \right\}, \quad (4)$$

где  $\operatorname{Re}\{\dots\}$  — действительная часть комплексного числа.

Множитель  $\exp [-jKx]$  в подынтегральном выражении (4) представляет собой ядро Фурье-преобразования квадрата модуля светового распределения по координате  $x$  на частотной оси  $K$ .

Введем некоторую функцию

$$r(x - x_0, y) = g(x, y), \quad (5)$$

где  $x_0$  — координата того самого центра, который необходимо определить. Функция  $r(x, y)$  представляет собой световое распределение ОСП, перенесенное в начало координат по оси  $x$ .

Используя теорему смещения, известную из Фурье-анализа [4], перепишем (4) с учетом (5):

$$U = N \frac{\alpha^2}{2} A^2 m \operatorname{Re} \left\{ \exp [j(\Omega t - Kx_0)] \mathcal{F}_x \left( \int_{-\infty}^{\infty} |r(x, y)|^2 dy \right) \right\}, \quad (6)$$

где  $\mathcal{F}_x(\dots)$  — оператор Фурье-преобразования по координате  $x$ .

Выберем  $x_0$  так, чтобы было справедливо выражение

$$\arg \left\{ \mathcal{F}_x \left( \int_{-\infty}^{\infty} |r(x, y)|^2 dy \right) \right\} = 0, \quad (7)$$

где  $\arg\{\dots\}$  — аргумент комплексного числа.

В этом случае  $x_0$  будет именно тем смещением, которое измеряет АОПДС. Действительно, с учетом (7) можно переписать (6) в следующем виде:

$$U = U_m \cos(\Omega t - Kx_0), \quad (8)$$

где

$$U_m = N \frac{\alpha^2}{2} A^2 m \mathcal{F}_x \left( \int_{-\infty}^{\infty} |r(x, y)|^2 dy \right) = N \frac{\alpha^2}{2} A^2 m \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |r(x, y)|^2 dy \exp \left[ -j \frac{\Omega}{V} x \right] dx. \quad (9)$$

Из (8) видно, что выходной сигнал фотоприемника есть гармонический сигнал с частотой  $\Omega$  и фазовым сдвигом  $\varphi = Kx_0 = x_0\Omega/V$ .

Выражение (9) показывает, как зависит амплитуда сигнала (8) от частоты  $\Omega$  и формы распределения светового поля в поперечном сечении ОСП  $r(x, y)$ . Выражение (9) является амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) АОПЛС относительно зондирующего сигнала в виде огибающей сигнала, описанного выражением (1). Оно представляет собой преобразование Фурье квадрата модуля (т. е. интенсивности) распределения светового поля. Выражение (9) определяет выбор значения частоты  $\Omega$ . Чем шире ОСП, тем быстрее падает амплитуда с ростом частоты и тем ниже значение граничной частоты  $\Omega_{\max}$ . В случае, если функция  $r(x, y)$  имеет максимумы периодического характера, АЧХ имеет резонансы на ее гармониках. Частоты этих резонансов определяются пространственным периодом структуры ОСП и скоростью ультразвуковых волн в АОМ. Такие периодические структуры ОСП могут быть получены путем применения аксиононов или коллиматоров-интерферометров с кольцевой структурой луча [5].

По измеренному фазометром фазовому сдвигу сигнала, описываемого выражением (8), может быть найдена координата центра ОСП, как  $x_0 = \varphi V/\Omega$ . Для определения положения  $x_0$  относительно ОСП на основании (5) и (7) получим уравнение

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |g(x + x_0, y)|^2 \sin Kx \, dx dy = 0. \quad (10)$$

Если ширина ОСП  $h$  не превышает половины длины волны  $\Lambda$  огибающего колебания с частотой  $\Omega$ , т. е.  $h \leq \Lambda/2 = \pi/K$ , то синус в (10) можно приближенно заменить значением его аргумента. Тогда уравнение (10) примет вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x |g(x + x_0, y)|^2 \, dx dy = 0. \quad (11)$$

Это означает, что  $x_0$  — первый начальный момент распределения интенсивности в поперечном сечении ОСП. В теории вероятностей эта величина называется математическим ожиданием, а в механике — центром тяжести.

Корнем уравнения (11) является

$$x_0 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x |g(x, y)|^2 \, dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |g(x, y)|^2 \, dx dy}.$$

Выражения (10) и (11) — математические модели, описывающие алгоритм определения смещения центра ОСП  $x_0$  относительно входного торца АОМ, с которым совмещено начало координат.

Таким образом, АОПЛС выполняет роль аналогового процессора и осуществляет весовую обработку распределения интенсивности ОСП, близкую к определению первого начального момента этого распределения.

**Заключение.** Проведенный теоретический анализ процессов, протекающих в АОПЛС, позволил выявить математическое описание алгоритма определения координаты центра ОСП. Полученные выражения отражают работу АОПЛС как аналогового процессора, осуществляющего весовую обработку и дающего оценку, близкую к первому начальному моменту.

АЧХ АОПЛС связана с распределением интенсивности ОСП парой Фурье-преобразований. Полученные соотношения отражают процесс получения информации о положении центра ОСП и служат основой для выбора частоты зондирующего сигнала.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. с. 1427179 СССР. Устройство для контроля прямолинейности/В. И. Юрлов.— Оpubл. 30.09.88, Бюл. № 36.
2. Зубринов И. И., Шелопут Д. В., Шумилов К. Г., Юрлов В. И. Акустооптический преобразователь линейных смещений и возможности его применения // Автоматрия.— 1989.— № 5.
3. Юрлов В. И., Шумилов К. Г., Максимов А. Н. Акустооптический преобразователь линейных смещений // Тез. докл. IV Всесоюз. сов. «Оптические сканирующие уст-

ройства и измерительные приборы на их основе». — Барнаул: НИИАПП АлтПИ им. И. И. Ползунова, 1988.

4. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. — М.: Мир, 1970.

5. Вагнер Е. Т. Контроль геометрических параметров объектов по кольцевой структуре лазерного луча // Измер. техника. — 1981. — № 4.

(Новосибирск) в редакцию 18 апреля 1990 г.

## ПОСТРОЕНИЕ АНИЗОТРОПНЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ КОРРЕКЦИИ СТРОЧНЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ШУМОВ

В микрофотоэлектронных преобразователях изображений как видимого, так и ИК-диапазонов фактором, существенно искажающим изображение, является геометрический шум, обусловленный дискретно-аналоговой структурой фоточувствительных элементов. Геометрический шум проявляется в виде разброса фотоэлектрических сигналов от отдельных фоточувствительных элементов. Скомпенсировать чувствительность элементов не всегда возможно, поэтому для устранения геометрического шума требуются специальные методы.

Рассмотрим случай линейных фотоприемников, которые вносят в изображение строчный геометрический шум. Предположим, что геометрический шум является случайным процессом с сильной корреляцией в одном направлении, а изображение задано в цифровом виде.

Известно, что частотный спектр локальных участков изображения, содержащих контуры объектов, оказывается анизотропным [1, 2]. В направлении, взятом вдоль резкого прямоугольного контура, высокочастотные составляющие практически отсутствуют, в то время как в перпендикулярном направлении мощность высокочастотных составляющих спектра может быть значительной. Для обнаружения контура в частотной плоскости должны сохраняться элементы спектра, соответствующие направлению контура, что эквивалентно применению направленного фильтра, импульсный отклик которого вырезает в частотной области это направление.

Результаты статистических измерений фрагментов реальных изображений показали, что хорошее их описание можно получить с помощью модели, имеющей пять классов [3, 4]. Четыре из них соответствуют преобладающим корреляционным связям в одном из четырех направлений осей, составляющих углы 0, 45, 90 и 135° с вертикалью. Пятый класс — это фрагменты с изотропной структурой, при которой имеются две пары направлений с одинаковыми корреляционными связями: пара вертикаль — горизонталь и пара диагональных направлений. При этом корреляции разных пар могут отличаться по величине друг от друга.

Для каждой точки изображения возьмем прямоугольную локальную окрестность размером  $n \times n$  элементов. Для определения принадлежности локальной окрестности к какому-либо из классов достаточно проанализировать мощность спектра вдоль выбранных осей. Направление с наибольшей мощностью спектра определяет класс окрестности.

Изотропная структура локальных окрестностей на изображениях реальных сцен встречается крайне редко. Даже при анализе равномерного фона шумы, присутствующие в принятом изображении, нарушают изотропную структуру окрестностей. Более часто на изображениях встречаются точки, имеющие окрестности со структурой, близкой к изотропной, т. е. такие точки, окрестности которых не имеют ярко выраженной анизотропии спектра. Для отнесения таких окрестностей к изотропным, т. е. к пятому классу, для каждой точки изображения составляется отношение  $E_n/E_m$ , где  $E_m$  — наибольшая мощность спектра окрестности вдоль осей, а  $E_n$  — мощность в перпендикулярном направлении. Если теперь ввести порог  $R$ , то разделение окрестностей происходит по правилу:

$$\begin{cases} \text{если } E_n/E_m < R, \text{ то окрестность анизотропна;} \\ \text{если } E_n/E_m \geq R, \text{ то окрестность изотропна.} \end{cases}$$

Предположим, что классы окрестностей на незашумленном изображении распределены случайным образом. Возьмем два различных фрагмента размером  $N \times N = B$  элементов и оценим вероятность того, что совпадут классы окрестностей в  $M$  точках при совмещении этих фрагментов:

$$P(M, B, p) = \binom{M}{B} p^M q^{B-M}, \quad (1)$$

где  $p$  — вероятность совпадения классов в точке;  $q$  — вероятность несовпадения.

Статистика классов окрестностей изображения зависит от применяемых процедур выделения изотропных окрестностей. Для того чтобы дальнейшие рассуждения