

В. А. ЖОГЛИКОВ, Б. В. КИЯШКО

(Горький)

Оптические аналоговые вычислительные устройства, использующие некогерентный свет, обладают определенными преимуществами по сравнению с когерентными: нечувствительностью к фазовым шумам входного транспаранта, возможностью обработки сигналов в реальном времени без применения запоминающих устройств на входе, отсутствием спекл-шума, менее жесткими требованиями к качеству оптики, возможностью применения более простых в эксплуатации источников света и др. [1—3].

Ниже предлагается способ формирования эталонных функций в некогерентных оптических системах, выполняющих разложение сигналов по заданной системе функций. Способ основан на модуляции света по поляризации с помощью анизотропных сред. Большая устойчивость поляризации к фазовым неоднородностям анизотропных оптических элементов позволяет получать функции анализа, имеющие высокие параметры. Кроме того, использование в качестве модуляционного параметра поляризации света позволяет вводить в систему обработки знакопеременные сигналы без применения смещения.

На рис. 1 изображена общая структурная схема рассматриваемого вида устройств, состоящих из двух анизотропных сред A_1 и A_2 , расположенных между двумя поляризаторами Π_1 и Π_2 и тремя объективами O_1 , O_2 и O_3 . Во входной плоскости (x, y) имеется распределение интенсивности света, предполагаемое пространственно-некогерентным, но монохроматическим, которое может зависеть от времени. Результат вычислений регистрируется в плоскости (ξ, η) . Параметры анизотропных сред A_1 и A_2 могут изменяться во времени с помощью электрических сигналов $f_1(t)$ и $f_2(t)$ путем использования электрооптического эффекта. Среды ориентированы таким образом, чтобы при небольших углах отклонения оптических лучей от направления c -оси эллипса в сечении оптической индикатрисы [4, 5] они были направлены в среде A_1 под углом 45° к осям x и y , а в среде A_2 — параллельно осям x и y . Направление поляризации поляроида Π_1 совпадает с осью y , а направление поляризации анализатора Π_2 составляет угол 45° с осями x и y .

Поскольку в системе не применяются дифракционные и рассеивающие элементы, будем пользоваться законами геометрической оптики, пренебрегая дифракцией на краях апертуры. Рассмотрим луч света, рас-

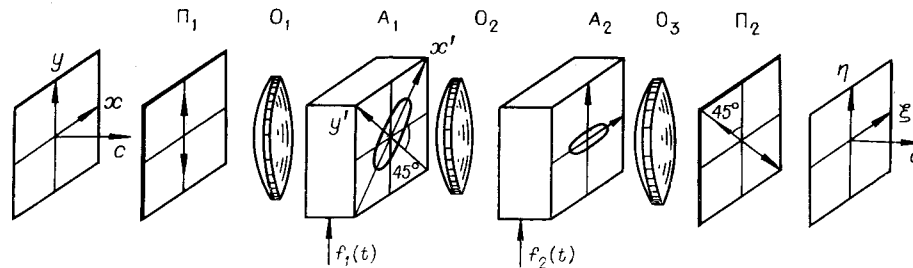


Рис. 1. Общая схема системы обработки информации с использованием анизотропных сред.

пространяющийся от точки (x, y) до точки (ξ, η) . Проходя через поляризатор Π_1 , луч становится вертикально поляризованным с некоторой амплитудой электрического поля E_0 . После прохождения анизотропной среды A_1 луч меняет характер своей поляризации, образуя сдвинутые по фазе компоненты по осям эллипса x' и y' [6]:

$$\begin{aligned} E_{x'} &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \varphi_0), \\ E_{y'} &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \varphi_0 + \Delta\varphi_1). \end{aligned} \quad (1)$$

Сдвиг фаз $\Delta\varphi_1$ определяется направлением и длиной пути луча в среде A_1 и зависит от координат начальной (x, y) и конечной (ξ, η) точки. При наложении внешнего переменного электрического поля сдвиг фаз $\Delta\varphi_1$ может изменяться во времени, если среда обладает электрооптическим эффектом.

Компоненты электрического поля волны на входе анизотропной среды A_2 , направленные по осям эллипса x и y , образуются суммой и разностью компонент (1). После прохождения среды они приобретают разность фаз $\Delta\varphi_2$ и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \sin \frac{\Delta\varphi_1}{2} \sin \left(\omega t + \varphi_0' + \frac{\Delta\varphi_1}{2} \right), \\ E_y &= E_0 \cos \frac{\Delta\varphi_1}{2} \cos \left(\omega t + \varphi_0' + \frac{\Delta\varphi_1}{2} + \Delta\varphi_2 \right). \end{aligned}$$

Проходя через анализатор Π_2 , эти компоненты образуют световую волну, интенсивность которой описывается выражением

$$I = \frac{E_0^2}{2} (1 + \sin \Delta\varphi_1 \sin \Delta\varphi_2).$$

Если входная и выходная плоскости не являются оптически сопряженными, то в каждую точку (ξ, η) приходят лучи от всех точек некоторой области плоскости (x, y) , и интенсивность света в точке (ξ, η) описывается интегральным преобразованием

$$\begin{aligned} I(\xi, \eta, t) &= \mu \int \int I_0(x, y, t) [1 + \sin \Delta\varphi_1(x, y, \xi, \eta, t) \times \\ &\quad \times \sin \Delta\varphi_2(x, y, \xi, \eta, t)] dx dy, \end{aligned} \quad (2)$$

где μ — коэффициент, определяемый потерями света.

Выражение (2) описывает общий вид интегральных преобразований, осуществляемых в рассматриваемом типе устройств. Зависимость сдвигов фаз $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$ от координат обуславливается конфигурацией границ анизотропных сред, ориентацией их оптических осей и схемой оптической проекции. Ввод сигналов в данное вычислительное устройство может быть осуществлен путем модуляции интенсивности света $I_0(x, y, t)$ во входной плоскости или модуляции сдвига фаз $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$. В последнем случае возможен ввод знакопеременных сигналов без смещения. Сигналы $f_1(t)$ и $f_2(t)$, управляющие электрическим полем в средах A_1 и A_2 , в общем случае могут зависеть и от пространственных координат, что определяется конструкцией электродов. Это позволяет вводить в систему многоканальные знакопеременные сигналы. Рассмотрим некоторые конкретные виды преобразований.

Одномерное многоканальное преобразование Фурье. Если сдвиг фаз $\Delta\varphi_1 = \pi/2$ (четвертьволновая пластинка), а $\Delta\varphi_2$ линейно зависит от произведений координат $x\xi$ и $y\eta$, то устройство будет осуществлять преобразование Фурье распределения интенсивности света в плоскости (x, y) . Для упрощения схемы четвертьволновую пластинку можно уб-

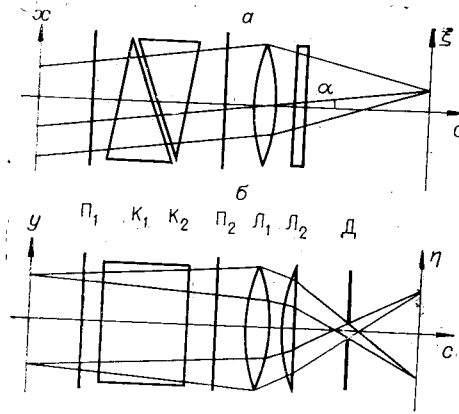


Рис. 2. Оптическая схема многоканального одномерного анализатора спектра: а — разрез по оси анализа, б — разрез по оси каналов.

сти (x, c) под углом 45° к оси c , то для луча, проходящего в плоскости (x, c) под углом α к оси системы, показатели преломления будут иметь вид [4, 5]

$$\begin{aligned} n_x &= n_1 + (n_3 - n_1)(1 + \sin 2\alpha/n_1)/2, \\ n_y &= n_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где n_x — показатель для волны, поляризованной в плоскости (x, c) ; n_y — показатель для поляризации вдоль оси y ; n_1, n_2, n_3 — главные показатели кристалла.

Выражения (3) получены в предположении малого различия между показателями n_1, n_2, n_3 .

Если наклоны лучей относительно плоскости (x, c) небольшие, что обеспечивается диафрагмой Д, то показатели преломления для ортогонально поляризованных волн будут также приближенно описываться выражениями (3). Пренебрегая разницей углов преломления волн призмой K_1 , для сдвига фаз между этими волнами после прохождения кристалла можно приближенно написать

$$\Delta\varphi \simeq \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y) l = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{n_1 + n_3}{2} - n_2 + \frac{n_3 - n_1}{2} \sin \frac{2\alpha}{n_1} \right) (l_0 - x \sin \Psi). \quad (4)$$

Здесь l — путь, проходимый лучом в кристалле; l_0 — длина пути для осевого луча; Ψ — угол при вершине призмы.

Используя выражение (4), можно получить выражение для интенсивности света в плоскости регистрации

$$\begin{aligned} I(\xi, \eta) &= \mu \int_{-x_0}^{x_0} I_0(x, y) (1 - \cos \Delta\varphi) dx = \mu \int_{-x_0}^{x_0} I_0\left(x, \frac{\eta}{V}\right) dx - \\ &- \mu \int_{-x_0}^{x_0} I_0\left(x, \frac{\eta}{V}\right) \cos [\Omega(\xi) x - \Phi(\xi)] dx, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\Omega(\xi) = 2\pi/\lambda[(n_1 + n_3)/2 - n_2 + ((n_3 - n_1) \sin 2\xi/n_1 F)/2] \sin \Psi$;

$$\Phi(\xi) = 2\pi/\lambda[(n_1 + n_3)/2 - n_2 + ((n_3 - n_1) \sin 2\xi/n_1 F)/2] l_0; \quad (6)$$

F — фокусное расстояние линзы L_1 ; V — коэффициент увеличения системы линз L_1 и L_2 .

рать, а поляририд Π_1 повернуть на 45° вокруг оси c . На рис. 2 приведена оптическая схема в двух проекциях многоканального одномерного спектрального анализатора [7]. Устройство содержит призму из анизотропного кристалла K_1 и выпрямляющую ход лучей стеклянную призму K_2 , расположенные между скрещенными поляроидами Π_1 и Π_2 ; сферическую линзу L_1 , в фокальной плоскости которой помещен регистратор; цилиндрическую линзу L_2 , осуществляющую проекцию каналов, и диафрагму Д.

Если максимальную и минимальную оси индикатрисы кристалла K_1 расположить в плоско-

Первое слагаемое в выражении (5) пропорционально среднему значению яркости света во входной плоскости, второе — многоканальному одномерному действительному фурье-преобразованию входного распределения интенсивности света.

В качестве примера найдем отклик анализатора на синусоидальное распределение вида $I_0 = A_0 - a \cos(\Omega_0 x - \Phi_0)$. Ограничиваясь вторым членом выражения (5), получим

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\xi) = 2\mu x_0 \left\{ A_0 \frac{\sin \Omega(\xi) x_0}{\Omega(\xi) x_0} \cos \Phi(\xi) - \frac{a}{2} \frac{\sin \{[\Omega(\xi) - \Omega_0] x_0\}}{[\Omega(\xi) - \Omega_0] x_0} \times \right. \\ \left. \times \cos [\Phi(\xi) - \Phi_0] - \frac{a}{2} \frac{\sin \{[\Omega(\xi) + \Omega_0] x_0\}}{[\Omega(\xi) + \Omega_0] x_0} \cos [\Phi(\xi) + \Phi_0] \right\}. \end{aligned}$$

Первое слагаемое данного выражения является откликом на постоянную составляющую, которая обычно присутствует в некогерентных анализаторах, а два других (обычно регистрируется одно из них) — отклики на переменный сигнал, симметрично расположенные относительно первого. Каждый отклик представляет собой амплитудно-модулированную функцию координаты ξ , частота которой пропорциональна производной фазы Φ'_ξ , а амплитуда (или огибающая) меняется по закону $\sin x/x$. В общем случае максимальное значение огибающей, по которому измеряется амплитуда сигнала a , зависит от его фазы Φ_0 . Для устранения этой зависимости необходимо обеспечить так называемый поиск по фазе. Количественно степень поиска по фазе можно определить по числу периодов несущей m между нулями главного лепестка огибающей. В рассматриваемом случае получаем

$$m = \frac{\Phi'_\xi}{\Omega'_\xi x_0} = \frac{l_0}{x_0 \sin \Psi}.$$

Таким образом, степень поиска по фазе m определяется длиной пути в призме l_0 для осевого луча.

Поиск по фазе может быть также обеспечен путем временной модуляции фазы эталонной функции [4]. В данной системе эта модуляция осуществляется электрическим напряжением $f(t)$, с помощью которого вводится периодическая добавка в сдвиг фаз $\Delta\phi$ [6].

Фаза сигнала Φ_0 может быть измерена по фазе несущей отклика. Идентичность хода пучков лучей во всех каналах, обеспечиваемая диафрагмой Д в фокальной плоскости оптической системы Л₁ и Л₂, обуславливает идентичность их параметров. Это даст возможность измерять разность фаз сигналов в различных каналах.

Из выражения (6) видно, что около точки $\xi = 0$ частота анализа приблизительно линейно зависит от координаты ξ . Если используется двухосный кристалл с углом между осями, близким 90° , то выполняется условие $n_1 + n_3 \approx 2n_2$ [5]. В этом случае значение $\Omega = 0$ находится на линейном участке зависимости $\Omega(\xi)$. В одноосном кристалле $n_1 = n_2$ и около точки, где $\Omega = 0$, зависимость $\Omega(\xi)$ квадратичная, что следует из выражения (6). Поэтому для обеспечения линейности частотной оси в окрестности нулевой частоты (случай одноосных кристаллов) необходимо добавить еще одну такую же призму, но повернутую относительно первой на 180° вокруг оси системы s [8].

Распределение интенсивности света в плоскости (x, y) , соответствующее сигналу, зависящему от времени, можно формировать последовательно с помощью сканирующего устройства. В этом случае возможен параллельный анализ сигнала в реальном масштабе времени. При этом в плоскости регистрации (ξ, η) должен располагаться многоканальный интегратор света, например фотопленка или видикон. Если в плоскости (x, y) проводить сканирование, а анализируемый сигнал $f(t)$

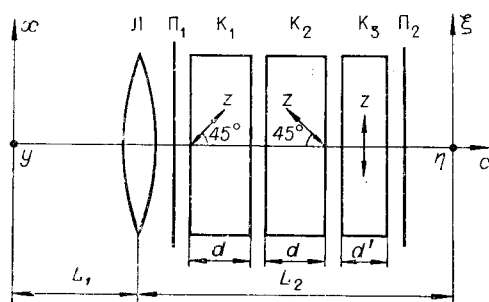


Рис. 3. Схема анализатора, осуществляющего двумерное преобразование Френеля.

линзовую призму (или пару призм в случае одноосных кристаллов), но повернутую относительно первой на 90° вокруг оптической оси системы c , то полный сдвиг фаз $\Delta\varphi$ будет линейно зависеть от координат x и y . Оптическая проекция в рассматриваемой системе обеспечивается одной сферической линзой L_1 . В этом случае распределение света в фокальной плоскости линзы L_1 будет

$$I(\xi, \eta) = \mu \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-y_0}^{y_0} I_0(x, y) \{1 - \cos[\Omega(\xi)x - \Omega(\eta)y - \Phi(\xi, \eta)]\} dx dy,$$

где $\Omega(\xi)$ и $\Omega(\eta)$ описываются выражением (6), а $\Phi(\xi, \eta) = 2\pi(n_3 - n_1)l_0(\xi - \eta)/\lambda n_1 F$. Полученное выражение описывает двумерное действительное преобразование Фурье. Линейность частотных осей обеспечивается так же, как и в одномерном анализаторе. Поиск по фазе в данном случае тоже может проводиться путем модуляции зависимости $\Phi(\xi, \eta)$ или временной модуляции фазы эталона.

Преобразование Френеля. Необходимо в этом случае квадратичное изменение фазы эталонной функции может быть получено за счет квадратичной зависимости показателей преломления от угла поворота луча при определенной ориентации осей индикатрисы. На рис. 3 представлен вариант оптической схемы (в разрезе по оси x) анализатора, производящего двумерное преобразование Френеля. Анализатор содержит три плоскопараллельных пластины K_1 , K_2 и K_3 , вырезанные из одноосных кристаллов. Оптические оси z первой и второй пластин лежат в плоскости (x, c) под углом 45° к оси c . Оптическая ось третьей пластины параллельна оси x . Направления поляризации поляризаторов P_1 и P_2 составляют углы 45° с осями x и y . Линза L проецирует входное распределение света на некоторую плоскость, расстояние до которой от плоскости регистрации (ξ, η) определяет масштаб получаемых колец Френеля. Для указанного расположения осей кристаллов разности показателей преломления для двух волн ортогональных поляризаций можно записать в следующем приближенном виде [4, 5]:

$$\begin{aligned} n_{x1} - n_{y1} &= (n_e - n_o)/2[1 - \sin 2\alpha/n_o + (1 + \sin 2\alpha/n_o) \sin^2 \beta/n_o], \\ n_{x2} - n_{y2} &= (n_e - n_o)/2[1 + \sin 2\alpha/n_o + (1 - \sin 2\alpha/n_o) \sin^2 \beta/n_o], \\ n_{x3} - n_{y3} &= (n'_e - n'_o) (\cos^2 \alpha/n_o + \sin^2 \alpha/n_o \sin^2 \beta/n_o), \end{aligned}$$

где α, β — углы наклона луча к оси c в плоскости (x, c) соответственно; n_o и n_e — главные показатели преломления материала первой и второй пластин; n'_o и n'_e — главные показатели преломления материала третьей пластины.

подавать на среду A_1 (см. рис. 1), обладающую электрооптическим эффектом, то можно устранить постоянное смещение в сигнале и, следовательно, отклик системы на это смещение. В работе [9] описан многоканальный анализатор, обеспечивающий ввод нескольких сигналов времени с помощью электрооптического кристалла.

Двумерное преобразование Фурье. Если в схеме, изображенной на рис. 2, между поляридами ввести еще одну такую же кри-

Если толщина d первой и второй пластин и толщина d' третьей пластины удовлетворяют условию $(n'_e - n'_o) d' = -(n_e - n_o) d$, которое возможно при различных оптических знаках кристаллов [4], то выражение для сдвига фаз будет иметь вид

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &\simeq \frac{2\pi}{\lambda} [(n_{x1} - n_{y1} + n_{x2} - n_{y2}) d + (n_{x3} - n_{y3}) d'] = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_e - n_o}{n_o^2} (\alpha^2 + \beta^2) d. \end{aligned} \quad (7)$$

Углы α и β с помощью линзы Л однозначно связаны с координатами начальной и конечной точки луча соотношениями

$$\alpha = (\xi + Vx)/H, \quad \beta = (\eta + Vy)/H, \quad (8)$$

где $V = F/(L_1 - F)$ — коэффициент увеличения линзы Л; $H = L_2 - L_1 F/(L_1 - F) - (n_o - 1)(2d + d')/n_o$ — расстояние от изображения входной плоскости до плоскости регистрации (L_1 и L_2 — расстояния от линзы до входной и выходной плоскостей; F — фокусное расстояние линзы).

Используя выражения (7) и (8), получаем следующий вид распределения света в выходной плоскости:

$$I(\xi, \eta) = \mu \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-y_0}^{y_0} I_0(x, y) \{1 - \cos[p(\xi + Vx)^2 + p(\eta + Vy)^2]\} dx dy.$$

Здесь $p = \frac{2\pi(n_e - n_o)d}{\lambda n_o^2 H}$.

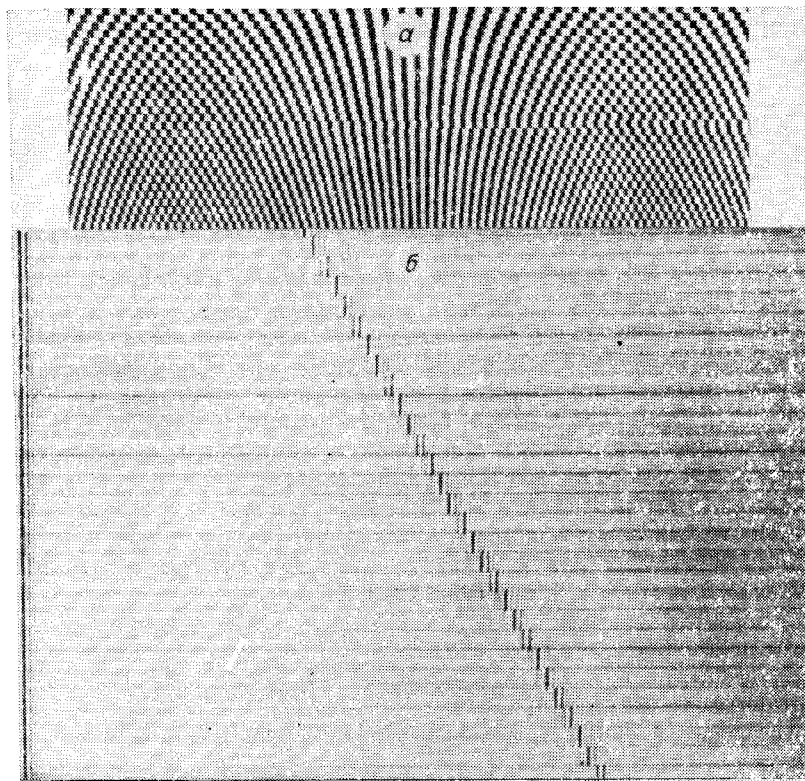


Рис. 4. Входной сигнал (а) и результаты многоканального одномерного спектрального анализа (б).

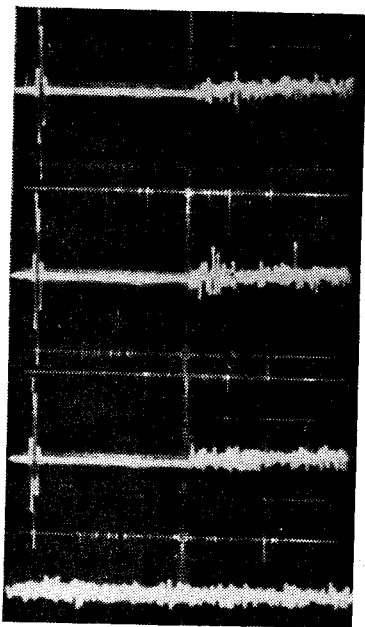


Рис. 5. Фотографии с экрана осциллографа сигналов ФЭУ, сканирующего вдоль частотной оси.

сунка — ось анализа, вертикальная — ось каналов. На фотографии спектра виден отклик на постоянную составляющую (слева) и отклик на первую гармонику меандра.

Для оценки динамического диапазона получаемой световой картины на выходе анализатора был проведен разрез спектра вдоль частотной оси с помощью сканирующего ФЭУ. На рис. 5 представлены фотографии с экрана осциллографа трех реализаций сигнала ФЭУ при повторном сканировании вдоль одной линии и шума неподвижного ФЭУ. Слева на рисунке виден отклик на постоянную составляющую, справа — шум (усилен в 100 раз), внизу — шум неподвижного ФЭУ. В середине развертки усиление осциллографа поднималось на 40 дБ. Отсутствие корреляции всех четырех реализаций шума свидетельствует о том, что основной вклад в измерение давали шумы ФЭУ. Оценки показали, что динамический диапазон световой картины превышает 55 дБ.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что на основе анизотропных сред могут быть построены оптические аналоговые вычислительные устройства, обладающие широкими функциональными возможностями и весьма высокими параметрами.

Переменная часть полученного выражения описывает действительное двумерное преобразование Френеля. В этой системе поиск по фазе также может проводиться с помощью периодически изменяемого напряжения, подаваемого на электрооптический кристалл, в частности на кристаллы K_1 , K_2 или K_3 .

Эксперимент. Для проверки возможности реализации оптических систем описанного типа были построены действующий макет многоканального одномерного анализатора спектра по схеме, изображенной на рис. 2. В макете использовались две призмы из кристалла KDP с углом при вершине $\Psi = 15^\circ$. Анализируемый сигнал вводился с помощью фотоэлемента с кадров 12×36 мм², освещаемой натриевой лампой типа ДНас-18. В качестве линзы L_1 применялся объектив П-5-140. Диапазон анализируемых пространственных частот от 0 до 4 пер./мм. Регистрация проводилась малоформатной фотокамерой «Практика-ТЛ» со стандартным кадром. На рис. 4 представлен один из анализируемых сигналов (а) и полученный спектр (б). Горизонтальная ось ри-

ЛИТЕРАТУРА

1. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Оптические анализаторы. М., Сов. радио, 1971, с. 21.
2. Rogers G. L. Non-coherent Optical Processing.— Optics and Laser Technology, 1975, vol. 7, N 4, p. 153.
3. Monahan M. A., Bromley K., Boeker R. P. Incoherent Optical Correlator.— Proc. of the IEEE, 1977, vol. 65, N 1, p. 121.
4. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., Изд-во иностр. лит., 1960, с. 279, 366.
5. Шубников А. В. Оптическая кристаллография. М., Изд-во АН СССР, 1950, с. 47, 69.
6. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., Наука, 1970, с. 15—17.