

В. Ф. ЛОСЬ, Г. Х. ФРИДМАН, Е. Р. ЦВЕТОВ
 (Москва)

**ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МОДУЛЯЦИОННОГО
 СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА КАРТИН
 ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ФУРЬЕ-ПЛОСКОСТИ
 ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ**

Анализ спектра пространственных частот интерференционной картины с использованием амплитудной решетки. Рассмотрим конкретную схему корреляционной оптико-электронной обработки информации, представленную на рис. 1 [1] (1 — лазер; 2 — микрообъектив; 3 — фильтр с точечным отверстием; 4 — линза Фурье-преобразования; 5 — входной транспарант с сигнальным распределением амплитудной прозрачности; 6 — входной транспарант с эталонным распределением амплитудной прозрачности; 7 — амплитудный фильтр с осевой заслонкой; 8 — движущаяся ЛЧМ решетка; 9 — маска; 10 — ФЭУ; 11 — высокочастотный фильтр; 12 — усилитель; 13 — детектор огибающей; 14 — осциллограф; 15 — датчик синхронизации развертки осциллографа с движением решетки; 16 — интерференционная картина в Фурье-плоскости).

Во входной плоскости (x, y) когерентно-оптического спектроанализатора имеются два неперекрывающихся между собой транспаранта с распределениями амплитудной прозрачности — сигнальным $f_1(x-a, y-b)$ и эталонным $f_2(x+c, y+d)$. Возникающие в частотной плоскости

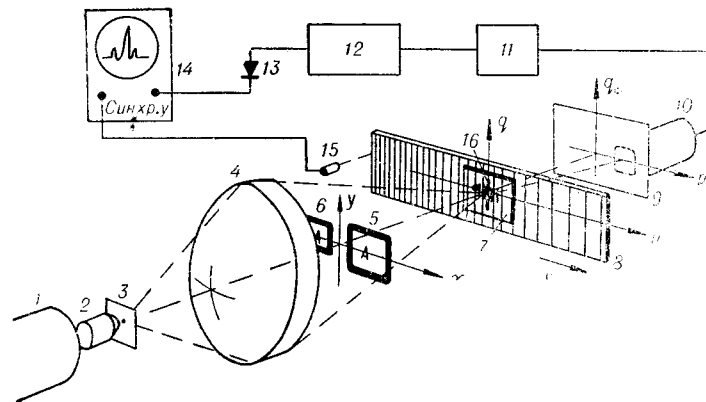


Рис. 1.

(p, q) Фурье-образы этих распределений $F_1(p, q)$ и $F_2(p, q)$ в силу инвариантности их к смещению во входной плоскости накладываются друг на друга и интерферируют между собой, создавая распределение интенсивности

$$I(p, q) = |F_1 e^{j\Phi_1} + F_2 e^{-j\Phi_2}|^2 = |F_1(p, q)|^2 + |F_2(p, q)|^2 + 2|F_1(p, q)||F_2(p, q)| \cos[\xi p + \eta q + \Phi_1(p, q) - \Phi_2(p, q)], \quad (1)$$

где

$$\Phi_1 = \frac{k}{Z_F} (ap + bq), \quad \Phi_2 = \frac{k}{Z_F} (cp + dq) -$$

линейные набеги в Фурье-плоскости, обусловленные смещением распределений f_1 и f_2 ; $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны света; Z_F — фокусное расстояние линзы Фурье-преобразования;

$$F_1(p, q) = |F_1(p, q)| e^{j\Phi_1(p, q)}, \quad F_2(p, q) = |F_2(p, q)| e^{j\Phi_2(p, q)} - \quad (2)$$

Фурье-образы несмещенных входных распределений $f_1(x, y)$ и $f_2(x, y)$;

$$\xi = \frac{k}{Z_F} (a + c), \quad \eta = \frac{k}{Z_F} (b + d) - \quad (3)$$

ортогональные составляющие несущей пространственной частоты интерференции двух Фурье-образов, обусловленные расстоянием между центрами входных распределений, причем

$$\xi p + \eta q = \Phi_1 + \Phi_2. \quad (4)$$

Поместим в частотной плоскости (p, q) длинную одномерную решетку с амплитудной прозрачностью

$$t_a(l) = t_{a0} [1 + m \cos(u_0 l + \alpha l^2)], \quad (5)$$

где l — координата вдоль решетки; u_0 — начальная пространственная частота решетки; α — коэффициент квадратичного фазового набега штрихов вдоль решетки; m — глубина модуляции амплитудной прозрачности решетки; $t_{a0} \leq 1/(1+m)$ — средняя прозрачность решетки. Пусть в момент $t=0$ решетка ориентирована так, что ее ось по началу и по направлению совпадает с осью p . Тогда при протягивании решетки в плоскости в направлении p со скоростью V прозрачность в апертуре будет меняться по закону

$$t_a(p, t) = t_{a0} [1 + m \cos[\omega(t)t + U(t)p + \alpha p^2]], \quad (6)$$

где $\omega(t) = u_0 V + \alpha V^2 t$ — мгновенная частота временной модуляции прозрачности; $U(t) = u_0 + 2\alpha V t$ — мгновенная пространственная частота модуляции прозрачности.

Если изменение пространственной частоты штрихов вдоль длины решетки настолько медленно, что в пределах анализируемой апертуры $\alpha p^2 \ll \pi/4$, то этой величиной можно пренебречь.

В общем случае анализа двумерных распределений необходимо протягивать решетку при всех ориентациях в пределах угла $\Delta\gamma$, образуемого двумя лучами, исходящими из центра тяжести эталонного распределения и охватывающими сигнальное распределение. Тогда функция модулятора в координатах (p, q) для произвольной ориентации решетки, движущейся в направлении вдоль своей длины, будет иметь вид

$$t_a(p, q, t) = t_{a0} [1 + m \cos[\omega(t)t + u(t)p + v(t)q]], \quad (7)$$

где текущие пространственные частоты $u(t)$, $v(t)$ связаны между собой соотношениями:

$$u(t) = U(t) \cos \gamma; \quad v(t) = U(t) \sin \gamma;$$

$$U(t) = u_0 + 2\alpha Vt.$$

Здесь γ — угол поворота штрихов решетки относительно оси q . Обозначим текущую фазу решетки как

$$G(p, q, t) = \omega t + up + vq. \quad (8)$$

Для дальнейшего нам удобнее будет представить амплитудную прозрачность решетки в виде

$$t_a(p, q, t) = t_{a0} \left\{ 1 + \frac{m}{2} e^{jG(p, q, t)} + \frac{m}{2} e^{-jG(p, q, t)} \right\}. \quad (9)$$

Распределение комплексной амплитуды светового поля сразу за решеткой будет иметь вид

$$\begin{aligned} \mathcal{C}(p, q, t) = [F_1 e^{j\Phi_1} + F_2 e^{-j\Phi_2}] t_a(p, q, t) = t_{a0} \left\{ F_1 e^{j\Phi_1} + F_2 e^{-j\Phi_2} + \right. \\ \left. + \frac{m}{2} [F_1 e^{j(\Phi_1 + G)} + F_1 e^{j(\Phi_1 - G)}] + \frac{m}{2} [F_2 e^{-j(\Phi_2 - G)} + F_2 e^{-j(\Phi_2 + G)}] \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

Первые два члена выражения в фигурных скобках представляют собой недифрагированную часть световых волн от транспарантов, остальные члены с коэффициентами $m/2$ — ± 1 -е порядки дифракции на решетке со световыми частотами, смещенными на $\pm\omega$. Присвоим порядкам дифракции волн F_1 и F_2 обозначения A_n и B_m соответственно, где индексы n , m — номера порядков, которые в случаях несинусоидальной и фазовой решеток могут быть равны 0, ± 1 , ± 2 и т. д.

Сигнал на выходе ФЭУ возникает при протягивании решетки в результате биений на поверхности фотокатода порядков A_n и B_m (при $n \neq m$), совмещаемых попарно по направлениям распространения при определенных частотах решетки. При неполном совмещении фаза биений будет варьировать по пространству фотокатода, и полного сложения амплитуд сигналов во всех его точках не произойдет. Здесь сказывается так называемый антенный эффект оптических гетеродинных приемников, подробно рассмотренный в [2, 3]. В данной ситуации роль оптического гетеродина играет один из бьющихся дифракционных порядков, а роль фазируемой оптической антенны — фотокатод ФЭУ.

Рассматривая с этой точки зрения правую часть равенства (10), легко видеть, что полезный сигнал могут дать лишь три пары порядков:

$$A_0 = t_{a0} F_1 e^{j\Phi_1} \quad \text{и} \quad B_1 = \frac{1}{2} m t_{a0} F_2 e^{-j\Phi_2 + jG};$$

$$A_{-1} = \frac{1}{2} m t_{a0} F_1 e^{j\Phi_1 - jG} \quad \text{и} \quad B_0 = t_{a0} F_2 e^{-j\Phi_2};$$

$$A_{-1} \quad \text{и} \quad B_1.$$

Условие совмещения порядков для пар (A_0, B_1) и (A_{-1}, B_0) есть $G = \Phi_1 + \Phi_2$ или $u \cong \xi$, $v \cong \eta$, т. е. частота решетки равна частоте интерференции, а для пары (A_{-1}, B_1) — $2G = \Phi_1 + \Phi_2$ или $u = \frac{1}{2} \xi$, $v = \frac{1}{2} \eta$, т. е. частота решетки равна половине частоты интерференции. Рассмотрим два случая.

1. Фотокатод ФЭУ расположен непосредственно за решеткой. Сигнал от пары порядков (A_0B_1) равен

$$\begin{aligned} \tilde{i}_{01} &= s_{\Phi} \int \int (A_0B_1^* + A_0^*B_1) dpdq = \frac{1}{2} ms_{\Phi}t_{a0}^2 \int \int F_1F_2^* e^{j[(u-\xi)p+(v-\eta)q]} dpdq + \\ &+ \frac{1}{2} ms_{\Phi}t_{a0}^2 \int \int F_1^*(p, q) F_2(p, q) e^{-j[(u-\xi)p+(v-\eta)q]} dpdq = \\ &= \frac{1}{2} ms_{\Phi}t_{a0}^2 [K(u-\xi, v-\eta) e^{j\omega t} + K^*(u-\xi, v-\eta) e^{-j\omega t}] = \\ &= ms_{\Phi}t_{a0}^2 |K(u-\xi, v-\eta)| \cos[\omega t + \varphi_k(u-\xi, v-\eta)]. \quad (11) \end{aligned}$$

Комбинация $A_{-1}B_0$ дает в то же самое время такой же сигнал $\tilde{i}_{-10} = \tilde{i}_{01}$. Суммарный ток на выходе ФЭУ

$$\tilde{i}_{-10} + \tilde{i}_{01} = 2ms_{\Phi}t_{a0}^2 |K(u-\xi, v-\eta)| \cos[\omega t + \varphi_k(u-\xi, v-\eta)], \quad (12)$$

где s_{Φ} — чувствительность ФЭУ; $K(u-\xi, v-\eta) = |K(u-\xi, v-\eta)| e^{j\varphi_k(u-\xi, v-\eta)}$ — смещенная функция взаимной корреляции входных распределений $f_1(x, y)$ и $f_2(x, y)$. Если теперь вспомнить, что переменные $u(t)$ и $v(t)$ — не произвольные величины, а ортогональные составляющие текущей пространственной частоты одномерной решетки, которая линейно зависит от времени, то ясно, что сигнал (12) представляет собой временные колебания с переменной несущей частотой $\omega(t)$, у которых амплитуда есть представленный во времени модуль сечения двумерной смещенной функции корреляции $K(u-\xi, v-\eta)$, проходящего в плоскости (u, v) по траектории, пересекающей начало координат под углом γ к оси u , равным углу поворота штрихов решетки к оси q . Следовательно, для получения всех требуемых сечений функции корреляции необходимо менять ориентацию решетки.

Сигнал, получаемый от пары $A_{-1}B_1$, также имеет корреляционную огибающую:

$$\begin{aligned} \tilde{i}_{-11} &= \frac{1}{2} m^2 s_{\Phi} t_{a0}^2 \left| K\left(u - \frac{1}{2}\xi, v - \frac{1}{2}\eta\right) \right| \times \\ &\times \cos\left[2\omega t + \varphi_k\left(u - \frac{1}{2}\xi, v - \frac{1}{2}\eta\right)\right]. \quad (13) \end{aligned}$$

Но этот сигнал возникает при текущей пространственной частоте решетки, вдвое меньшей, чем сигнал (12), а именно, при частоте около $\frac{1}{2} \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$, хотя при этом временная частота 2ω будет той же, около $V = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$.

Все остальные порядки являются бесполезными и дают лишь избыточный дробовой шум на выходе ФЭУ.

2. Фотокатод ФЭУ удален от решетки настолько, что световые распределения нулевого порядка пространственно разделяются от дифракционных распределений первого порядка.

Возьмем пару порядков $(A_{-1}B_0)$ сразу за решеткой. Распространяясь далее к фотокатоду, поля этих порядков претерпевают изменение, которое можно описать сверткой исходных полей с импульсной реакцией пространства между решеткой и фотокатодом [4]. Импульсная реакция пространства описывается выражением

$$g(p_{\Phi}, q_{\Phi}) = \frac{j}{\lambda D} \exp\left[\frac{jk}{2D}(p_{\Phi}^2 + q_{\Phi}^2)\right],$$

где p_Φ, q_Φ — координаты в плоскости фотокатода; D — расстояние между плоскостями решетки и фотокатода. Тогда распределение поля на фотокатоде в краткой записи имеет вид

$$E(p_\Phi, q_\Phi) = A_{-1} \oplus g + B_0 \oplus g, \quad (14)$$

где знак \oplus соответствует операции свертки. Тогда интенсивность на фотокатоде будет равна

$$EE^* = |E_{-1} \oplus g|^2 + |B_0 \oplus g|^2 + (A_{-1} \oplus g)(B_0^* \oplus g^*) + (A_{-1}^* \oplus g^*)(B_0 \oplus g). \quad (15)$$

Первые два члена разложения (15) представляют собой размытые изображения Фурье-образов F_1 и F_2 с постоянной во времени интенсивностью. Эти члены создают лишь дробовой шум фотокатода. Рассмотрим последние два члена. Для краткости вместо двух переменных p и q введем двумерную переменную \bar{M} [4], а вместо p_Φ и q_Φ — \bar{M}_Φ . Тогда третий член разложения (15) можно представить следующим образом:

$$(A_{-1} \oplus g)(B_0^* \oplus g^*) = \int A_{-1}(\bar{M})g(\bar{M} - \bar{M}_\Phi) d\bar{M} \times \\ \times \int B_0^*(\bar{M})g^*(\bar{M} - \bar{M}_\Phi) d\bar{M}. \quad (16)$$

Заменяя во втором интеграле выражения (16) переменную \bar{M} на \bar{N} и интегрируя все выражение (16) по \bar{M}_Φ в пределах фотокатода, получим

$$\int (A_{-1} \oplus g)(B_0^* \oplus g^*) d\bar{M}_\Phi = \iint A_{-1}(\bar{M})B_0^*(\bar{N}) \times \\ \times \left[\int g(\bar{M} - \bar{M}_\Phi)g^*(\bar{N} - \bar{M}_\Phi) d\bar{M}_\Phi \right] d\bar{M}d\bar{N}.$$

При условии, что поверхность фотоприемника охватывает распределение $E(p_\Phi, q_\Phi)$, интеграл, выделенный в квадратных скобках, близок по своему виду к дельта-функции $\delta(\bar{M} - \bar{N})$.

Тогда, используя фильтрующее свойство дельта-функции [4], найдем

$$\int (A_{-1} \oplus g)(B_0^* \oplus g^*) d\bar{M}_\Phi = \int A_{-1}(\bar{M})B_0^*(\bar{M}) d\bar{M} = \\ = \frac{1}{2} mt_{a0}^2 K(u - \xi, v - \eta) e^{-j\omega t}. \quad (17)$$

Аналогично

$$\int (A_{-1}^* \oplus g^*)(B_0 \oplus g) d\bar{M}_\Phi = \frac{1}{2} mt_{a0}^2 K^*(u - \xi, v - \eta) e^{j\omega t}. \quad (18)$$

Суммируя (17) и (18), получим ток сигнала ФЭУ

$$\tilde{i}_{-10} = ms_{\Phi t_{a0}^2} |K(u - \xi, v - \eta)| \cos(\omega t + \varphi_k). \quad (19)$$

Другая комбинация ($A_0 B_1$) дает такой же сигнал $\tilde{i}_{01} = \tilde{i}_{-10}$, и суммарный сигнал $\tilde{i}_{01} + \tilde{i}_{-10}$ будет опять описываться выражением (12). Третья комбинация ($A_{-1} B_1$) также дает сигнал (13) при частоте решетки, равной половине частоты интерференции. Кроме того, в токе ФЭУ по-прежнему будет присутствовать шум, создаваемый постоянной составляющей всего светового потока.

Таким образом, удаление фотокатода от решетки не сказывается на сигнале, если фотокатод перехватывает весь световой поток за решеткой.

Однако, если установить перед фотокатодом маску, пропускающую свет, например, только в области неподвижного «размытого» нулевого

порядка эталонной волны $B_{0-1} \oplus g$ (рис. 2), то, хотя полезный корреляционный сигнал уменьшится вдвое, зато исчезнет избыточный дробовой шум, создаваемый остальными четырьмя используемыми порядками. Останется лишь дробовой шум, обусловленный интенсивностью самих полезных порядков $B_0 \oplus g$ и $A_{-1} \oplus g$. Этот шум будет минимален, пока один из этих порядков $A_{-1} \oplus g$ не попадет на фотокатод, и увеличится лишь в момент совмещения обоих порядков пропорционально общему световому потоку, проходящему в отверстие маски.

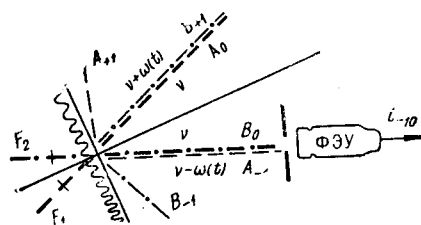


Рис. 2.

Использование фазовой решетки для модуляционного спектрального анализа интерференционной картины. Рассмотрим теперь возможность использования фазовой ЛЧМ решетки в качестве пространственного модулятора интерферирующих полей в Фурье-плоскости в схеме рис. 1. Функцию передачи фазовой ЛЧМ решетки можно представить в виде

$$t_{\Phi} = e^{j\psi \cos(\omega t + up + vq)} = e^{j\psi \cos G}, \quad (20)$$

где ψ — глубина фазовой модуляции.

Легко показать, что движение фазовой ЛЧМ решетки не вызывает никакой временной модуляции интегрального светового потока.

Чтобы определить, как можно было бы воспользоваться дифракционными свойствами фазовой решетки для получения сигнала, представим ее функцию передачи в виде известного разложения в ряд по тригонометрическим функциям (пространственным гармоникам):

$$t_{\Phi} = e^{j\psi \cos G} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{|n|}(\psi) e^{j|n|\frac{\pi}{2}} e^{inG}, \quad (21)$$

где $J_{|n|}(\psi)$ — функция Бесселя первого рода $|n|$ -го порядка. Умножив $F(p, q)$ на (21), легко видеть, что в результате дифракции на фазовой решетке, так же как и в случае амплитудной решетки, образуются две группы дифракционных порядков: $\{A_n\}$ для волны F_1 и $\{B_m\}$ для волны F_2 . По мере протягивания решетки порядки A_n со световыми частотами $v + n\omega$ и фазами $|n|\frac{\pi}{2}$ совмещаются с порядками B_m , имеющими частоты $v + m\omega$ и фазы $|m|\frac{\pi}{2}$. Если $m = n + k$, $k = 1, 2, 3$, то такое совмещение происходит при частотах решетки, равных ξ/k , где ξ — частота интерференции. В областях совмещения порядков в плоскости фотокатода возникают световые биения, огибающие которых имеют частоты $k\omega$ и начальные фазы $(|m| - |n|)\frac{\pi}{2}$. Вследствие такой фазировки суммарный переменный фототок, вызываемый биениями, равен нулю. Однако можно выделить биения любой пары порядков $(A_n B_{n+k})$, если удалить фотокатод от решетки и установить перед ним маску, пропускающую свет лишь в области совмещения этой пары. Например, если маска пропускает лишь в области неподвижного поля $B_0 \oplus g$ (см. рис. 2), то при частоте решетки около несущей частоты интерференции с этим полем совместимости поле $A_{-1} \oplus g$ и на выходе ФЭУ возникнет переменный фототок

$$\tilde{i}_{-10} = s_{\Phi} 2I_1 I_0 |K(u - \xi, v - \eta)| \cos\left(\omega t + \varphi_k - \frac{\pi}{2}\right). \quad (22)$$

Максимальное значение коэффициента $2I_1(\psi)I_0(\psi)$, которое практически легко достигается при изготовлении фазовой решетки голографическим методом с отбеливанием, близко к 0,75 при $\psi=1$. Соответствующий коэффициент mt_{a0}^2 для амплитудной решетки [см. (12)] имеет теоретический предел 0,25. Однако практически не удается изготовить высокочастотную амплитудную решетку со 100%-ным контрастом. Таким образом, использование фазовой решетки вместо амплитудной позволяет повысить эффективность модуляционного спектрального анализа почти на порядок.

Для записи использовались гелий-неоновый лазер ($\lambda=0,6328$ мкм) и фотопленка «Микрат-900». Были получены фазовые решетки длиной до 0,5 м с линейным изменением частоты штрихов вдоль длины от 80 до 140 лин/мм. Экспонирование и отбеливание проводились с таким расчетом, чтобы получить максимум произведения $J_0(\psi)J_1(\psi)$, что соответствует глубине модуляции фазы $\psi=1$. Технология получения отбеленных фазовых голограмм достаточно широко описана в литературе (см., например, [5]). Полученная таким путем решетка закреплялась на стеклянном барабане диаметром 150 мм, который приводился во вращение со скоростью 25 об/с. Картина интерференции Фурье-образов входных транспарантов создавалась на поверхности барабана. Свет, прошедший сквозь решетку, попадал на фотокатод ФЭУ. Сам ФЭУ расположен внутри барабана на неподвижном кронштейне. Расстояние между фотокатодом и решеткой таково, что дифракционные порядки световых потоков от каждого транспаранта пространственно разделяются. Перед фотокатодом ФЭУ располагалась съемная маска с отверстием в области нулевого порядка светового потока от эталонного транспаранта.

На рис. 3 показан входной транспарант 24×36 мм², вводившийся во входную плоскость когерентно-оптического спектроанализатора.

На рис. 4, а показан сигнал центрального сечения модуля функции взаимной корреляции эталонной буквы «а» и слова «антенна», полученный на выходе детектора огибающей. Из осциллограммы рис. 4, а видно, что автокорреляционные отклики на буквы «а» слабо отличаются по амплитуде от откликов взаимокорреляции буквы «а» с другими буквами, за исключением буквы «т». Относительно малый уровень дробового шума модуляционного спектроанализатора, достигнутый



Рис. 3.

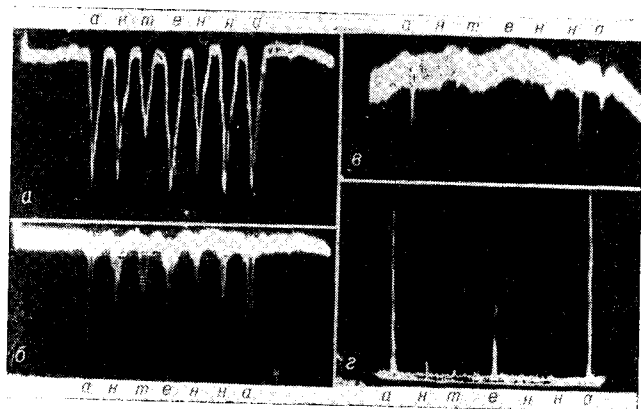


Рис. 4.

благодаря использованию фазовой ЛЧМ решетки и маскирования ФЭУ, позволяет, в свою очередь, усилить дискриминацию истинных и ложных откликов путем пространственной фильтрации интерференционной картины в Фурье-плоскости перед решеткой с помощью амплитудных режекторных фильтров. Эти фильтры могут представлять собой либо просто заслонки (обычно в центральном пятне Фурье-образа), либо негативные записи Фурье-спектров мешающих объектов на каких-либо светомодулирующих средах. На рис. 4, б показана осциллограмма сигнала от транспаранта рис. 3, полученная при блокировании пятна постоянной составляющей в Фурье-плоскости перед решеткой. Как видно, дискриминация истинных откликов от букв «а» и ложных откликов от букв «т» и «н» значительно улучшилось, однако ложный отклик на буквы «е» остался недопустимо большим. На рис. 4, в показан сигнал от того же транспаранта при установке в Фурье-плоскости режекторного пространственного фильтра, подавляющего ложный отклик на букву «е». Этот фильтр представлял собой фотографию Фурье-образа буквы «е» на фотопленке «Микрат-900», полученную в той же оптической системе. Видно, что все ложные отклики «потонули» в остаточном дробовом шуме, в то время как узкие истинные отклики существенно превышают уровень шума.

Для подавления остаточного дробового шума и тем самым оценки соотношения между истинными и ложными откликами при наличии режекторного пространственного фильтра радиосигнал с выхода высокочастотного усилителя обрабатывался в электронном анализаторе спектра. На рис. 4, г показан результат такой обработки. Ввиду трудности обеспечения точной синхронизации перестройки электронного и модуляционного анализаторов в данном эксперименте был использован противоположный подход. Электронный анализатор перестраивался с периодом 20 с, что в 500 раз больше периода оборотов барабана. Благодаря этому флюктуации откликов на экране электронного анализатора от периода к периоду развертки практически отсутствовали. Неодинаковость истинных откликов объясняется неравномерностями частотной характеристики тракта и освещенности транспаранта.

Таким образом, метод корреляционной обработки информации путем модуляционного спектрального анализа картин интерференции Фурье-образов двух сравниваемых изображений может послужить хорошей альтернативой широко применяемому сейчас методу оптической согласованной фильтрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Х. Фридман, Е. Р. Цветов, В. Ф. Лось и др. Об интерференционном методе оптического опознавания образов.— Вопросы радиоэлектроники, серия ОТ, 1970, № 12.
2. В. С. Летохов. Пространственные эффекты при гетеродинировании световых волн.— Радиотехника и электроника, 1965, вып. X, № 6.
3. Ю. В. Тыжнов, Г. Х. Фридман. Антенны для волн оптического диапазона.— Сб. «Современные проблемы антенноволноводной техники». М., «Наука», 1967.
4. Л. М. Сороко. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука», 1971.
5. C. V. Burchardt, E. T. Doherty. A Bleach Process for High Efficiency Low-Noise Holograms.— Applied Optics, 1969, v. 8, № 12.

*Поступила в редакцию
29 мая 1972 г.*
