

8. Potaturkin O. I., Khotzkin V. I. Diffraction correlators invariant to the shift of optical elements // Opt. Comm.— 1980.— V. 34.— P. 159.
 9. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. и др. Киноформные оптические элементы — методы расчета, технология изготовления, практическое применение // Автометрия.— 1985.— № 1.

Поступила в редакцию 7 февраля 1986 г.

УДК 535.317.2 : 681.332

Е. И. КОРЖОВ, А. Н. ОПАРИН, В. В. ПОЛЕЖАЕВ, О. И. ПОТАТУРКИН

(Киев — Новосибирск)

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ КОРРЕЛЯТОР ИНТЕНСИВНОСТИ С КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ЭЛТ

Практическое применение оптико-электронных процессоров (ОЭП) на основе голографических корреляторов интенсивности (ГКИ) требует решения проблемы оперативного ввода обрабатываемых изображений (ОИ). Поскольку большинство реальных ОИ представлены для обработки в виде электрических (телевизионных) сигналов, процессор на входе должен иметь преобразователь «электрический сигнал — свет», в качестве которого целесообразно использовать квазимонохроматические или лазерные ЭЛТ [1—4]. ЭЛТ заменяют в ГКИ одновременно источники монохроматического пространственно-некогерентного излучения и ПМС, что позволяет значительно упростить оптическую схему корреляторов и повысить эксплуатационные характеристики ОЭП. Однако при этом возникают значительные потери света в оптической системе ГКИ и дополнительные трудности в обеспечении пространственной инвариантности обработки, в результате чего существенными становятся вопросы эффективного использования светового потока и многоканальности обработки. В [5] делается попытка строго сформулировать задачу об оптимальном выборе параметров оптического (полностью некогерентного) коррелятора. Однако в ней рассмотрены лишь вопросы оптимизации масштабов изображений и размеров коррелятора. Поэтому основное внимание в данной работе уделено анализу и выбору оптической системы ГКИ с точки зрения оптимального использования светового потока пространственно-некогерентного источника света, а также экспериментальной реализации и исследованию ГКИ с квазимонохроматической ЭЛТ, в котором предусмотрена возможность многоканальной обработки.

Рассмотрим работу голографического коррелятора, в котором в качестве источника света и устройства ввода ОИ применяется ЭЛТ с квазимонохроматическим излучением, которую можно представить как источник модулированной сферической световой волны, перемещающейся в плоскости, перпендикулярной оси коррелятора. Такая волна, преобразованная в плоскую, восстанавливает с голографического фильтра эталонное изображение (ЭИ), причем его амплитуда и местоположение в выходной плоскости ГКИ определяются характеристиками соответствующей точки ОИ. После усреднения за время кадра получаем выражение

$$g(r) = \langle |f(r_t)h(r_t + r)|^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |f(r_t)|^2 |h(r_t + r)|^2 dr_t, \quad (1)$$

где индекс t подчеркивает последовательный во времени характер получения корреляционной функции.

Поскольку это выражение справедливо в случае полностью монохроматического пространственно-некогерентного излучения, для ГКИ принципиально важно выяснить влияние степени временной когерентности такого источника света, как ЭЛТ, на ширину аппаратной функции коррелятора. Основным диспергирующим элементом ГКИ является голографическая решетка фильтра, поэтому определим уширение δ дифрагированной на ней световой волны. Используя известные выражения для угла дифракции на решетке, получаем ограничение снизу на размер элемента разрешения корреляционной функции

$$\frac{\lambda}{b} \simeq \frac{l}{a}, \quad \frac{\Delta\lambda}{b} \simeq \frac{\delta}{a}, \quad \frac{l_0}{N} \geq \Delta\lambda \frac{a}{b} = \frac{\Delta\lambda l}{\lambda},$$

где λ — основная линия излучения; $\Delta\lambda$ — ширина линии излучения; b — период решетки; l — расстояние между дифрагированным и нулевым пучками в корреляционной плоскости; a — база дифракции (в общем случае расстояние между частотной и выходной плоскостями ГКИ); l_0 — апертура ЭЛТ, преобразованная в выходную плоскость ГКИ (область определения корреляционной функции). Отсюда окончательно следует ограничение сверху на число параллельно обрабатываемых по одной пространственной координате элементов

$$N \leq \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \frac{l_0}{l}, \quad (2)$$

которое в случае $l \rightarrow l_0$ стремится к естественному $\lambda/\Delta\lambda$.

Таким образом, принципиальная оптическая система ГКИ с квази-монохроматической ЭЛТ состоит из двух звеньев преобразования Фурье и голографического фильтра, несущая пространственная частота которого предельно минимальна. Однако, поскольку обработка в таких корреляторах инвариантна к продольному сдвигу голографического фильтра и объектива прямого преобразования Фурье [6], возникает возможность варьировать в широких пределах параметры оптической системы между ЭЛТ и фильтром (звено прямого преобразования Фурье с конденсорной оптикой) с целью оптимального использования светового потока. Без ограничения общности для удобства анализа такую систему целесообразно представить в виде одного объектива с фокусным расстоянием f , преобразующего точечный источник в плоскости ЭЛТ в световую волну произвольной апертуры на голографическом фильтре (рис. 1). В первую очередь следует проанализировать случай полной передачи энергии ЭЛТ в плоскость голограммы, а затем учесть ограничения, вносимые конечной апертурой объектива и расходимостью излучения ЭЛТ. На рис. 1: d_1 — расстояние «ЭЛТ — объектив»; d — расстояние «объектив — голографический фильтр»; d_2 — расстояние «объектив — плоскость проецирования ЭЛТ»; L_0 — рабочая апертура ЭЛТ; L — апертура ЭЛТ, преобразованная в плоскость голографического фильтра; D_0 — апертура голографического фильтра; D — световой волны в плоскости голографического фильтра (размер дефокусировки); α_1 — угол излучения ЭЛТ; α_2 — угловой размер объектива относительно его фокальной плоскости. В одномерном случае при однородной засветке ЭЛТ световой поток, прошедший через голограмму, пропорционален

$$\begin{aligned} \Phi(L, D) &= \frac{I_0}{D} \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect} \frac{x-x'}{D} \text{rect} \frac{x'}{L} \text{rect} \frac{x}{D_0} dx' dx = \\ &= \frac{I_0}{D} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-D_0/2}^{D_0/2} \text{rect} \frac{x-x'}{D} dx' dx = \int_{-L/2}^{L/2} E(x, D) dx, \end{aligned} \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность излучения ЭЛТ; x, x' — одномерные пространственные координаты соответственно в плоскостях голографического фильтра и ЭЛТ (в последнем случае с учетом масштабного преобразования между этими плоскостями). Полученный таким образом световой поток определяет интенсивность корреляционной функции вследствие избыточной регистрации фильтра со случайной фазовой маской. Следовательно, максимизируя $\Phi(L, D)$, можно установить параметры оптической системы с наибольшим использованием светового потока ЭЛТ. Отметим лишь, что при $L > D + D_0$ излучение ЭЛТ не проходит через голографический фильтр и часть ОИ, соответствующая этим значениям, не вносит вклад в формирование корреляционной функции («запрещенные» значения).

Определим $E(x, D)$ отдельно для $D \leq D_0$ и $D \geq D_0$, причем в силу ее четности ограничимся положительными (относительно оптической оси ГКИ) значениями пространственных координат. Согласно (3) находим при $D \leq D_0$

$$E(x, D) = \begin{cases} I_0, & 0 \leq x \leq \frac{D_0 - D}{2}; \\ I_0 \left(\frac{D_0 + D}{2} - x \right), & \frac{D_0 - D}{2} \leq x \leq \frac{D_0 + D}{2} \end{cases} \quad (4)$$

и при $D \geq D_0$

$$E(x, D) = \begin{cases} I_0 \frac{D_0}{D}, & 0 \leq x \leq \frac{D - D_0}{2}; \\ I_0 \left(\frac{D_0 + D}{2} - x \right), & \frac{D - D_0}{2} \leq x \leq \frac{D + D_0}{2}. \end{cases} \quad (4')$$

Итак, область задания аргументов функций $E(\cdot, \cdot)$ и $\Phi(\cdot, \cdot)$ состоит из трех областей A, B, C с «разрешенными» значениями L, D (соответственно $L/2 \in [0, (D_0 - D)/2]$ при $D \leq D_0$, $L/2 \in [0, (D - D_0)/2]$ при $D \geq D_0$, $L/2 \in [D - D_0, (D + D_0)/2]$ при произвольных D) и одной области Q с «запрещенными» значениями L, D ($L/2 \in [(D + D_0)/2, \infty]$ при произвольных D). Подставляя далее (4) в (3), получим с учетом четности $E(x, D)$

$$\begin{aligned} \Phi(L, D) &= 2 \int_0^{L/2} E(x, D) dx = \\ &= \begin{cases} I_0 L, & (L, D) \in A; \\ I_0 \frac{D_0}{D} L, & (L, D) \in B; \\ \frac{I_0}{4D} [(2D_0 + 2D - L)L - (D_0 - D)^2], & (L, D) \in C; \\ I_0 D_0, & (L, D) \in Q. \end{cases} \end{aligned} \quad (5)$$

На рис. 2 приведены области задания и значения (в аналитической форме) функции $\Phi(L, D)$, причем область Q , расположенную правее прямой $L = D + D_0$, в дальнейшем анализе использовать смысла не имеет. Из (5) и рис. 2 видна общая тенденция изменения функции $\Phi(L, D)$ — ее значения увеличиваются с ростом L и уменьшаются с ростом D . Вдоль линии $L = D_0 - D$ $\Phi(L, D)$ линейно уменьшается согласно $I_0(D_0 - D)$, вдоль линии $L = D - D_0$ — меняется по закону $I_0(D - D_0)$ ($D_0 \neq D$), а на линии $L = D + D_0$ — равна $I_0 D_0 = \text{const}$. Наибольший интерес для анализа имеют сечения функции $\Phi(L = \text{const}, D) = \Phi_L(D)$ вдоль оси ординат (штриховые линии на рис. 2), поскольку именно аргумент D зависит от наибольшего числа параметров оптической системы. Эти сечения приведены на рис. 3 для различных соотношений между L и D_0 . Штриховыми линиями обозначены границы между соответствующими областями ($Q - C, C - B, A - C$). В области

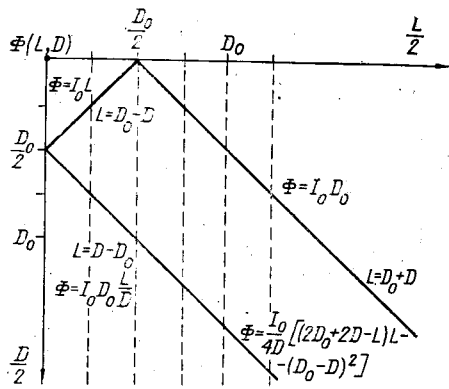


Рис. 2

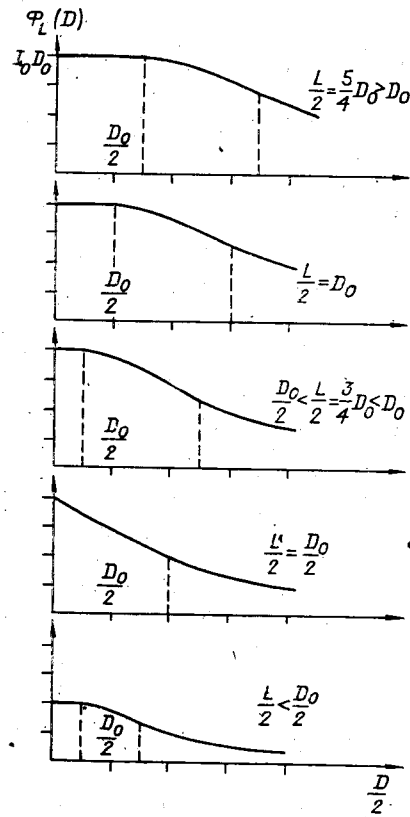


Рис. 3

«разрешенных» совместных значений L и D функция $\Phi_L(D)$, за исключением случая $L = D_0$, представляет собой «перевернутую» параболу при $L - D_0 \leq D \leq L + D_0$ и гиперболу при $D \geq L + D_0$. Если же $L = D_0$, параболическая зависимость переходит в линейную. Максимального значения в «разрешенной» области световой поток достигает на границе $Q-C$, однако если по каким-либо соображениям (взаимный масштаб ОИ и ЭИ, габариты ГКИ и т. п.) оно не выполняется, следует определять оптимальные параметры ГКИ, анализируя выражение (5).

Проведенный анализ справедлив, лишь когда световой поток ЭЛТ полностью попадает в плоскость голографического фильтра. Обычно угловая расходимость пространственно-некогерентного источника света больше угловых размеров объектива относительно его фокальной плоскости, поэтому интенсивность информативного светового потока определяется выражением

$$I(d_1) = I_0 \left(\frac{f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2}}{d_1 \operatorname{tg} \frac{\alpha_1}{2}} \right)^2, \quad (6)$$

где $2f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2}$ — апертура объектива. В этом случае при оптимизации светового потока необходимо в (5) вместо I_0 подставить $I(d_1)$. Установим зависимость между параметрами оптической системы ГКИ d_1 , d и апертурами L , D . Из рис. 1 видно, что для всех положительных d_1

$$L = L_0 \frac{d}{d_1}; \quad D = 2f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} \left| \frac{d_2 - d}{d} \right| = 2f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} \left| 1 - \left(\frac{d_1}{f} - 1 \right) \frac{d}{d_1} \right|. \quad (7)$$

Из (6), (7) следует, что интенсивность света $I(d_1)$ постоянна на прямых

$$D = 2f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} \left| 1 - \left(\frac{d_1}{f} - 1 \right) \frac{L}{L_0} \right|, \quad (8)$$

поскольку их угол наклона определяется отношением d_1/f , постоянным для каждой прямой. Очевидно, что при переходе с одной из них на другую $I(d_1)$ увеличивается с уменьшением d_1 вплоть до значения

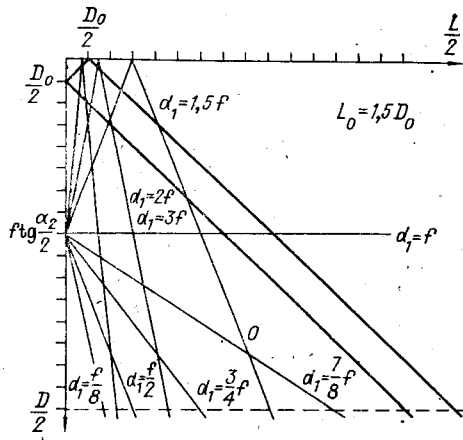


Рис. 4

$d_{\min} = f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} \left| \operatorname{tg} \frac{\alpha_1}{2} \right| < f$, после чего $I(d_1) = I_0 = \text{const}$, поскольку излучение ЭЛТ полностью проходит через объектив и попадает в плоскость голографического фильтра. Подставляя далее $I(d_1)$ в (5) вместо I_0 , легко определить область максимальных значений светового потока, которая находится вблизи пересечения прямых

$$D = 2f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} \left[1 - \left(\frac{d_{\min}}{f} - 1 \right) \frac{L}{L_0} \right],$$

$$D = L - D_0, \quad (9)$$

так как именно на них максимален каждый из сомножителей (5) и (6).

Однако реальные параметры ГКИ таковы, что апертура объектива больше апертур ЭЛТ и голографического фильтра, т. е. $2f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} > L_0, D_0$.

В этом случае пересечение прямых (9) в диапазоне

$$d_1 > f \left(\frac{L_0}{D_0} + 1 \right), \quad d_1 \leq f \left(1 - \frac{L_0}{2f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2}} \right)$$

невозможно и оптимальные параметры ГКИ следует выбирать, анализируя произведение выражений (5) и (6) при конкретных значениях характеристик ЭЛТ, фильтра и объектива. На рис. 4 аналогично рис. 2 приведены области задания функции $\Phi(L, D)$ и представлены прямые (8) для различных соотношений между d_1 и f . Видно, что условие пересечения прямых с границей областей $Q - C (D = L + D_0)$ заключается в том, что для $d_1 < f$ тангенс угла наклона должен быть меньше 1, а для $d_1 > f$ точка их пересечения с осью абсцисс должна быть не меньше $D_0/2$. Следовательно, если условие (9) не выполнено, световой поток будет максимальным при значении d_1/f , наиболее близком из возможных к $\left(1 - L_0/2f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} \right)$, а пересечение такой прямой с границей $Q - C$ лежит в области больших значений d .

Несмотря на учет режекции светового потока на объективе, подобный анализ справедлив не в полной мере. Дело в том, что излучение ЭЛТ не является точечным, в результате чего коллимированная световая волна обладает расходимостью в определенном диапазоне и ее интенсивность зависит не только от d_1 , но и от d . Особенно это существенно при больших значениях d , которые, как отмечалось, необходимо устанавливать в ГКИ, максимизируя световой поток. Таким образом, интенсивность света в плоскости голографического фильтра зависит от двух аргументов $I(d_1, d)$, и ее вид должен определяться экспериментально. Для дальнейшего анализа необходимо от $I(d_1, d)$ перейти к $I(L, D)$, что легко сделать, решая систему уравнений (7) относительно d_1, d

$$d_1 = f + \frac{L_0}{L} \left(f - \frac{D}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha_2}{2} \right); \quad d = f \frac{L}{L_0} + f - \frac{D}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha_2}{2}. \quad (10)$$

и подставляя решения (10) в $I(d_1, d)$. Полученная функция $I(L, D)$, так же как и ранее, используется вместо I_0 в (5) для определения аргументов максимального светового потока $\Phi(L, D)$. Отметим, что наиболее удобно для анализа формировать функцию $I(L, D)$ по линиям (8), показанным на рис. 4, вдоль которых она в отличие от (6) непостоянна, а убывает с удалением от точки $\left(0, f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} \right)$. Поэтому по-

Таблица 1

d_1/f	L/D_0							
	1	2	3	4	5	6	9	12
0,125	11,5	6,4	4,8	2,0	1	0,5	0,3	—
0,5	6,6	5,4	3,8	3,0	2,4	1,8	1,2	0,9
0,75	5,0	3,9	3,1	2,7	2,4	2,0	1,3	0,8
0,875	4,0	3,7	3,4	3,1	2,6	2,3	1,2	0,7
1,0	3,8	4,1	4,4	4,1	3,0	2,0	0,8	—
1,5	4,1	9,6	4,0	2,0	1,2	0,8	—	—
2,0 *	2,4	12,0	10	4,1	1,4	0,9	—	—
3,0 **	0,1	5,1	16	2,8	1,0	0,5	—	—

* $L/D_0 \times 0,5$,
 ** $L/D_0 \times 0,25$.

сравнению с предыдущим случаем оптимальные параметры оптической системы ГКИ смещаются в область меньших значений L и D .

Найдем область оптимальных значений параметров оптической системы при разработке конкретного варианта ГКИ. Сначала необходимо установить экспериментальную зависимость интегральной интенсивности $I(d_1, d)$ в фиксированном телесном угле, определяемом апертурой объектива и расстоянием d_2 . Однако более удобно измерять интенсивность света целевой диафрагмой, поскольку вдоль нее световой поток постоянен, а в поперечном направлении равен $I(d_1, d)/D$. При этом двумерная задача сводится к одномерной и можно полностью воспользоваться результатами приведенного выше анализа.

Построение функции $I(L, D)/D$ на основе экспериментальных значений $I(d_1, d)/D$ целесообразнее всего проводить на прямых (8), так как при этом непосредственно виден спад интенсивности с ростом расстояния d между объективом и голографическим фильтром при фиксированном расстоянии d_1 между ЭЛТ и объективом. В табл. 1 представлены преобразованные экспериментальные значения $I(L, d_1)/D$ в зависимости от относительных аргументов L/D_0 , d_1/f . Причем в случае больших значений d_1/f (2 и 3), когда L согласно (7) меняется в небольшом диапазоне с изменением d , использовались более частые значения аргумента L/D_0 (соответственно в 2 и 4 раза), что отмечено коэффициентами 0,5 и 0,25 при L/D_0 . Заметим, что в данной таблице не приведены экспериментальные значения, когда очевидна тенденция убывания как $I(L, D)/D$, так и $\Phi(L, D)$, т. е. заведомо нет необходимости анализировать такую ситуацию. Кроме того, максимальные значения $I_m(L, d_1)/D$ соответствуют дробным значениям аргумента L/D_0 и равны соответственно 4,41; 10; 15; 19 при $L/D_0 = 2,3$; 1,2; 0,78; 0,45 для $d_1/f = 1$; 1,5; 2; 3. Эти данные также следует использовать при оптимизации параметров ГКИ.

Для определения светового потока $\Phi(L, D)$ необходимо рассчитать в соответствующих точках значения функции

$$\bar{\Phi}(L, D) = \frac{D\Phi(L, D)}{I_0 D_0^2}, \quad (11)$$

поскольку ее произведение с $I(L, D)/D$ с точностью до нормировочного множителя дает искомый световой поток. Из (5) и (11) получаем

в «разрешенной» области значений

$$\tilde{\Phi}(L, D) = \begin{cases} \frac{LD}{D_0^2}, & (L, D) \in A; \\ \frac{L}{D_0}, & (L, D) \in B; \\ \frac{1}{4D_0^2} [L(2D + 2D_0 - L) - (D - D_0)^2], & (L, D) \in C. \end{cases} \quad (12)$$

Далее на примере оптимизации параметров созданного в работе ГКИ рассмотрим процедуру определения максимального светового потока. Для этого установим с учетом конкретных характеристик коррелятора ($f \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} = 4D_0$, $L_0 = 1,5D_0$, $\operatorname{tg} \frac{\alpha_1}{2} / \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} = 7$), к каким областям значений L, D принадлежат полученные экспериментальные точки. Из (8) находим

$$D = \begin{cases} 8D_0 \left[1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{d_1}{f} \right) \frac{L}{D_0} \right], & L \left(\frac{d_1}{f} - 1 \right) \leq 1,5D_0; \\ 8D_0 \left[\frac{2}{3} \left(\frac{d_1}{f} - 1 \right) \frac{L}{D_0} - 1 \right], & L \left(\frac{d_1}{f} - 1 \right) \geq 1,5D_0, \end{cases} \quad (13)$$

откуда следует, что $D = D(L)$ при фиксированном d_1 представляет собой одну прямую для $d_1/f \leq 1$ и две прямые для $d_1/f > 1$ (см. рис. 4). С учетом (13) рассмотрим два случая:

1. Для $d_1/f \leq 1$ граница областей B и C на прямых $D(L)$ описывается уравнением

$$L = D - D_0 = 7D_0 + \frac{16}{3} \left(1 - \frac{d_1}{f} \right) L, \quad \left(16 \frac{d_1}{f} - 13 \right) L = 21D_0, \quad (14)$$

откуда вытекает, что при $d_1/f \leq 13/16$ соответствующая прямая полностью лежит в области B . Аналогично граница $C - Q$ на прямых $D(L)$ запишется как

$$\left(16 \frac{d_1}{f} - 13 \right) L = 27D_0. \quad (14')$$

Из (14) видно, что все экспериментальные точки, за исключением $d_1/f = 1$, $L/D_0 = 9$, принадлежат области B и значения $\tilde{\Phi}(L, D)$ для них определяются значением аргумента.

2. Для $d_1/f > 1$ возможны два варианта:

$$\text{а) } L = \frac{1,5f}{d_1 - f} D_0 < D_0; \quad \text{б) } L = \frac{1,5f}{d_1 - f} D_0 \geq D_0.$$

Рассмотрим последовательно каждый из них:

а) прямые (13) последовательно проходят через области B, C, A, C, B . Границы между ними на рассматриваемых прямых определяются уравнениями, аналогичными (14), которые соответственно равны в порядке возрастания L

$$\begin{aligned} L \left(16 \frac{d_1}{f} - 13 \right) &= 21D_0, \quad L \left(16 \frac{d_1}{f} - 19 \right) = 21D_0, \quad L \left(16 \frac{d_1}{f} - 13 \right) = 27D_0, \\ L \left(16 \frac{d_1}{f} - 19 \right) &= 27D_0; \end{aligned} \quad (15)$$

б) прямые (13) последовательно проходят через B, C, Q, C, B области. Их границы на прямых $D(L)$ находятся соответственно из

$$\begin{aligned} L \left(16 \frac{d_1}{f} - 13 \right) &= 21D_0, \quad L \left(16 \frac{d_1}{f} - 13 \right) = 27D_0, \quad L \left(16 \frac{d_1}{f} - 19 \right) = 21D_0, \\ L \left[16 \frac{d_1}{f} - 19 \right] &= 27D_0. \end{aligned} \quad (16)$$

Таблица 2

d_1/f	L/D_0							
	1	2	3	4	5	6	9	12
0,125	1(0,08)	2(0,12)	3(0,14)	4(0,15)	5(0,16)	6(0,17)	9(0,18)	—
0,5	1(0,09)	2(0,15)	3(0,19)	4(0,21)	5(0,23)	6(0,25)	9(0,28)	12(0,3)
0,75	1(0,11)	2(0,19)	3(0,25)	4(0,3)	5(0,34)	6(0,375)	9(0,45)	12(0,5)
0,875	1(0,12)	2(0,21)	3(0,3)	4(0,375)	5(0,44)	6(0,5)	9(0,64)	12(0,75)
1,0	1(0,125)	2(0,25)	3(0,375)	4(0,5)	5(0,625)	6(0,75)	8(1)	—
1,5	1(0,19)	1,97(0,74)	0(1)	2,67(1)	4,89(0,92)	6(0,75)	—	—
2,0	0,5(0,09)	1(0,38)	0(1)	1,97(0,74)	2,5(0,47)	3(0,375)	—	—
3,0	0,25(0,05)	0,5(0,19)	0(0,75)	1(0,375)	1,25(0,23)	1,5(0,19)	—	—

Изменение порядка уравнений в (16) по сравнению с (15) обусловлено необходимостью сохранить порядок граничных точек по возрастанию L с изменением (в данном случае уменьшением) d_1/f .

В табл. 2 приведены полученные согласно (12) значения $\tilde{\Phi}(L, d_1)$ в зависимости от тех же относительных аргументов, что и в табл. 1. Нулевые значения $\tilde{\Phi}(L, d_1)$ для $L = \frac{1,5f}{d_1 - f} D_0$, а также малые значения в окрестности этих точек соответствуют режиму проецирования (или близкому к нему) экрана ЭЛТ в плоскость голограммы, в результате чего зарегистрированная информация практически не восстанавливается из-за малой эффективной апертуры фильтра. Здесь же в скобках даны соответствующие нормированные значения функции $\tilde{\Phi}(L, D)/D$, которые более удобны для теоретического анализа оптической системы ГКИ, поскольку не содержат особенностей и меняются в интервале от 0 до 1. Однако для полного анализа системы необходимо, как уже отмечалось, экспериментально определить $I(L, D)$, что затруднено необходимостью регистрации светового потока в фиксированном угле (при фиксированном d_1) для различных значений d . Поэтому проведенный в работе способ совместного теоретического и экспериментального анализа является более простым и целесообразным.

В табл. 3 представлены результаты произведения соответствующих экспериментальных и теоретических значений предыдущих таблиц. Полученные данные, пропорциональные $\Phi(L, D)$, определяют в конечном итоге интенсивность корреляционной функции, поэтому их максимальные значения соответствуют оптимальным (с точки зрения использования светового потока) параметрам оптической системы ГКИ. Из табл. 3 видно, что оптимальные значения параметра d_1/f находятся вблизи 1,5, а не очевидных: 0,125 (режим полного заполнения световым потоком ЭЛТ апертуры объектива прямого преобразования Фурье); 1 (режим преобразования Фурье); 2 (режим проецирования.) При этом значение параметра d/f следует выбирать таким, чтобы полученная точка в координатах L, D находилась в окрестности прямой $L = D + D_0$ со стороны меньших L . Отметим, что экспериментальные точки с максимальной интенсивностью $I_m(L, d_1)/D$ не соответствуют максимальной интенсивности корреляционной функции, поскольку значения соответствующих произведений для них равны в порядке возрастания d_1/f : $\Phi(L, D) = 15,2; 18; 16; 95; 9,1$ и не превосходят максимального значения в табл. 3.

Таблица 3

0,5	0,6	10,8	11,4	12,0	12,0	10,8	10,8	10,8
0,75	5,0	7,8	9,3	10,8	12,0	12,0	11,7	9,6
0,875	4,0	7,4	10,2	12,4	13,0	13,8	10,8	8,4
1,0	3,8	8,2	13,2	16,4	15,0	12,0	6,4	—
1,5	4,1	18,9	0	5,34	5,87	4,8	—	—
2,0	1,2	12,0	0	8,1	3,5	2,7	—	—
3,0	0,02	2,55	0	2,8	1,25	0,75	—	—

С учетом результатов проведенного анализа оптической системы создан экспериментальный образец ГКИ с квазимонохроматической ЭЛТ. Для режекции боковых линий излучения применялись оптические светофильтры и интерференционные фильтры. Оказалось, что особенности спектрального состава ЭЛТ позволяют практически без ухудшения разрешения в корреляционной плоскости (при тех же энергетических характеристиках) использовать комбинацию оптических светофильтров. Это устраняет необходимость в точной юстировке интерференционных фильтров, а также постоянном контроле их полосы пропускания. В качестве ОИ выбрана матрица геометрических фигур (рис. 5) и контурное изображение местности. ЭИ представляет собой соответственно фигуру из матрицы с координатами 2,4 (или 3,3) и контур фрагмента той же местности. В процессе обработки ОИ в белом свете проецировались на мишень ТВ-камеры, после чего телевизионный сигнал подавался на квазимонохроматическую ЭЛТ. Голографические фильтры регистрировались со случайными фазовыми масками на несущей частоте 600 и 200 мм^{-1} (отношение $l/l_0 \sim 3$ и 1). Следовательно, во втором случае согласно (2) уширение в корреляционной плоскости по координате, перпендикулярной направлению голографической решетки, за счет дисперсии света на фильтре было минимальным. В первом случае наблюдалась большая анизотропия корреляционных функций, что видно на рис. 6, где соответственно для указанных несущих частот приведены корреляционные функции матрицы геометрических фигур и ЭИ. Световое распределение, пропорциональное корреляционной функции контурных изображений местности, представлено на рис. 7. Естественно, что в последнем случае (сложное изображение с автокорреляционной функцией, близкой к δ -функции) пиковые значения при совпадении ОИ и ЭИ значительно превышают остальные значения интенсивности в выходной плоскости ГКИ.

Таким образом, анализ оптической системы ГКИ с квазимонохроматической ЭЛТ позволил определить область оптимальных с точки зрения использования светового потока параметров коррелятора с учетом технических характеристик его элементов. Установлено, что для ГКИ расстояние от экрана ЭЛТ до объектива прямого преобразования Фурье равно $1,5f$, а расстояние от этого объектива до голографического фильтра — $2f$. Экспериментально осуществлен процесс корреляции контурных тестовых и реальных изображений. Реализованная при этом многоканальность может быть использована для обеспечения инвариант-

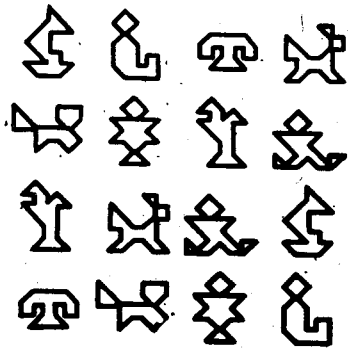


Рис. 5



Рис. 7

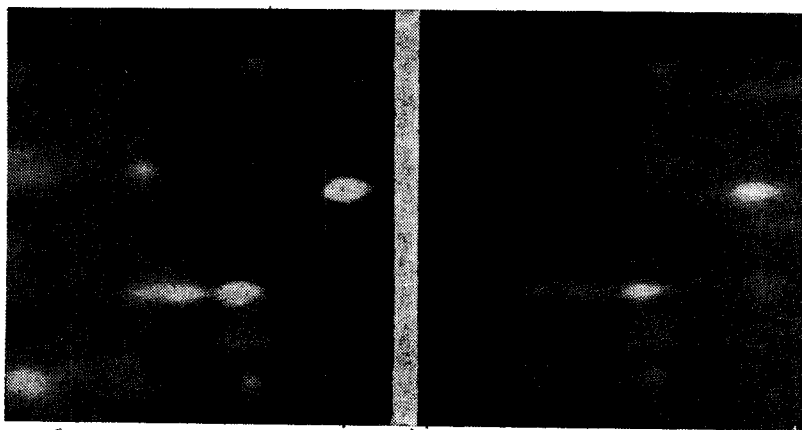


Рис. 6

ности обработки к геометрическим, в первую очередь ракурсным, преобразованиям ОИ. Показано влияние ширины линии излучения ЭЛТ на разрешение в выходной плоскости ГКИ за счет дисперсии света на голографических решетках разной пространственной частоты. При этом на оптимальной для данного ГКИ частоте (200 мм^{-1}) уширение элементов корреляционных функций по соответствующей координате происходило в 1,5 раза, что согласуется с теоретическими оценками.

В заключение авторы выражают свою признательность Г. И. Дубровину, И. Я. Кабо и Н. П. Социну за консультации и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Malloney W. T. Real-time holographic filtering of oscilloscope traces // *Appl. Opt.*— 1971.— V. 10.— P. 2254.
2. Potaturkin O. I., Spektor B. I., Kozlovsky V. I. e. a. Holographic intensity correlator using a laser cathode-ray tube // *Opt. Comm.*— 1982.— V. 40.— P. 164.
3. Волков Л. В., Ларкин А. И., Маркилов А. А. и др. Применение телевизионной ЭЛТ в голографическом корреляторе и схеме записи фурье-голограмм. Оптические и оптико-электронные методы обработки изображений и сигналов.— Л.: ЛИЯФ, 1982.
4. Sherman R. C., Grieser D., Gamble F. T. e. a. Hybrid incoherent optical pattern recognition system // *Appl. Opt.*— 1983.— V. 22.— P. 3579.
5. Белоглазов Н. Н. О выборе оптимальных параметров оптического коррелятора. Корреляционно-экстремальные системы управления.— Томск: ТГУ, 1979.
6. Potaturkin O. I., Khotzkin V. I. Diffraction correlators invariant to the shift of optical elements // *Opt. Comm.*— 1980.— V. 34.— P. 159.

Поступила в редакцию 21 марта 1986 г.