

В. И. КОЗИК, О. И. ПОТАТУРКИН  
 (Новосибирск)

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ СДВИГОВ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА НА ВЗАИМНЫЙ МАСШТАБ КОРРЕЛИРУЕМЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

**Введение.** Известно, что в голографических амплитудных корреляторах [1] требуется точная фиксация голографических фильтров в продольном (относительно оптической оси) направлении, поэтому масштаб пространственных спектров определяется фокусными расстояниями объективов Фурье. Голографические корреляторы интенсивности (ГКИ) [2—7], работающие в пространственно некогерентном монохроматическом свете (или в полностью когерентном свете с последующим разрушением когерентности), инвариантны к продольным сдвигам фильтров [8]. Следовательно, в ГКИ возникает возможность корреляции разномасштабных изображений.

Цель настоящей работы — теоретическое и экспериментальное исследование влияния продольных сдвигов голографических фильтров, а также входных транспарантов ГКИ и системы записи голограмм на масштаб коррелируемых изображений.

**Теория.** Рассмотрим преобразование, выполняемое объективом Фурье над обрабатываемым изображением  $f(r_1)$  при произвольном положении входного транспаранта и голографического фильтра ГКИ, где  $f(\cdot)$  — амплитудное пропускание транспаранта, а  $r_1$  — двумерные пространственные координаты. Аналогичному преобразованию подвергается эталонное изображение  $h(r_1)$  в системе записи фильтров при произвольном положении транспаранта и регистрирующей среды, однако для удобства анализа целесообразно зафиксировать их на фокусных расстояниях от объектива Фурье. Следовательно, пространственный спектр эталонного изображения в этом случае имеет вид

$$H(r_w) = \int_{-\infty}^{\infty} h(r_1) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda f} r_1 r_w} dr_1, \quad (1)$$

его масштаб определяется фокусным расстоянием  $f$ .

На рис. 1 показана схема звена прямого преобразования Фурье системы записи фильтров и ГКИ. При записи регистрирующая среда и эталонное изображение фиксируются соответственно в задней  $P_2$  и передней  $P_1$  фокальных плоскостях объектива (сплошные линии), а при корреляции обрабатываемое изображение и голографический фильтр смещаются соответственно на  $l$  и  $d$  в плоскости  $P'_1$  и  $P'_2$  (штриховые линии). Подобная ситуация возникает, например, в корреляторах с механической сменой голограмм. Тогда согласно рис. 1 пространственный спектр обраба-

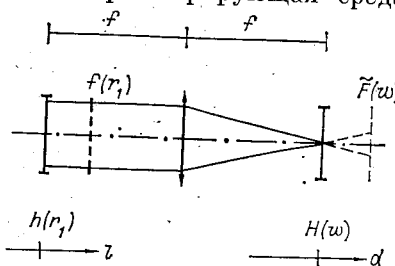


Рис. 1

тываемого изображения в плоскости  $P_2'$  (без учета переменной во времени фазовой модуляции, используемой в ГКИ [6]) примет вид

$$\tilde{F}(r_w) = \left[ e^{j\frac{\pi l}{\lambda f^2} r_w^2} F(r_w) \right] * e^{j\frac{\pi}{\lambda d} r_w^2} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(r_1) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda f} r_1' r_w} e^{j\frac{\pi l}{\lambda f^2} r_w^2} e^{j\frac{\pi}{\lambda d} (r_w - r_1')^2} dr_1' dr_w', \quad (2)$$

где  $r_w, r_1'$  — пространственные координаты соответственно в плоскостях  $P_2$  и  $P_2'$ . Дополняя показатели двух первых экспонент до полного квадрата разности и принимая во внимание, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{(\chi_1 - \chi')^2}{a}} e^{j\frac{(\chi' - \chi_2)^2}{b}} d\chi' \simeq e^{j\frac{(\chi_1 - \chi_2)^2}{a+b}},$$

находим из (2)

$$\tilde{F}(r_w) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(r_1) e^{-j\frac{\pi}{\lambda l} r_1'^2} e^{j\frac{\pi l}{\lambda f^2} \left(\frac{f}{l} r_1' - r_w\right)^2} e^{j\frac{\pi}{\lambda d} (r_w - r_1')^2} dr_w' dr_1 = \int_{-\infty}^{\infty} f(r_1) \times \\ \times e^{-j\frac{\pi}{\lambda l} r_1'^2} e^{j\frac{\pi l}{\lambda (ld+f^2)} \left(\frac{f}{l} r_1' - r_w\right)^2} dr_1. \quad (3)$$

Вводя обозначение  $f_e = f \left(1 + \frac{ld}{f^2}\right)$ , получаем из (3) окончательное выражение для пространственного спектра обрабатываемого изображения

$$\tilde{F}(r_w) = e^{j\frac{\pi l}{\lambda (ld+f^2)} r_w^2} \int_{-\infty}^{\infty} f(r_1) e^{-j\frac{\pi d}{\lambda (ld+f^2)} r_1'^2} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda f_e} r_1' r_w} dr_1. \quad (4)$$

В отличие от (1) его масштаб определяется эффективным фокусным расстоянием  $f_e$ , а дополнительные фазовые множители обусловлены соответственно наличием сдвигов  $l$  и  $d$ . Причем если первый из них не влияет на вид корреляционной функции, то наличие второго характеризует дефокусировку пространственного спектра и не существует лишь в ГКИ. Действительно, согласно [6] с учетом (1) и (4) получаем на выходе ГКИ (в плоскости, проективно сопряженной с входной плоскостью)

$$g(r_2) = |f(kr_2)|^2 * |h(r_2)|^2, \quad (5)$$

где масштабный коэффициент  $k = f/f_e$  отличен от 1 только при совместном сдвиге входного транспаранта и фильтра из плоскостей  $P_1$  и  $P_2$ . Равенство  $l = d$  соответствует сдвигу объектива прямого преобразования Фурье в ГКИ, и результат в этом случае аналогичен полученному в [8]. Для обеспечения полной инвариантности к продольным смещениям голографического фильтра необходимо входной транспарант поместить в плоскость  $P_1$ , а для сохранения масштаба эталонного изображения установить  $l = 0$  (либо  $d = 0$ ) в системе записи голограмм. С другой стороны, перемещая входной транспарант в плоскость  $P_1'$  (или голографический фильтр в плоскость  $P_2'$ ) и продольно сдвигая голографический фильтр (или входной транспарант), можно в широких пределах менять взаимный масштаб обрабатываемого и эталонного изображений.

**Экспериментальные результаты.** С целью проверки полученных теоретических результатов проведены экспериментальные исследования, для чего использовался ГКИ с усреднением результирующего светового распределения [7]. В системе записи фильтров и корреляторе применялся один и тот же объектив прямого преобразования Фурье. Голограммы регистрировались на фототермопластическом носителе (ФТПН). В качестве обрабатываемого изображения (ОИ) использовался транспарант с набором равных по ширине прозрачных и непрозрачных колец, изготовленный на управляемом от ЭВМ лазерном фотопостроителе [9].

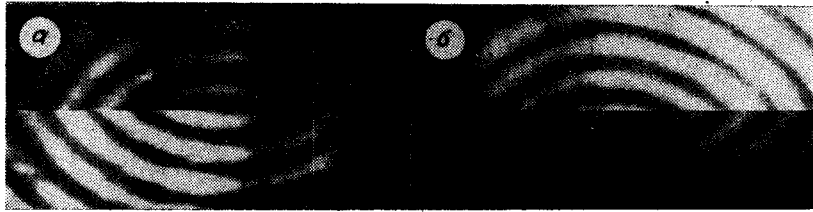


Рис. 2

Эталонное изображение представляло собой одно (из этого набора) прозрачное кольцо. При записи фильтров эталонное изображение и ФТПН фиксировались соответственно в плоскостях  $P_1$  и  $P_2$ . В процессе корреляции голограмма сдвигалась на три различных положительных расстояния (согласно рис. 1) от задней фокальной плоскости  $d_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), и для каждого из них входной транспарант ГКИ перемещался в отрицательном и положительном направлениях от передней фокальной плоскости, т. е. масштаб эталонного изображения сохранялся, а обрабатываемого — менялся. При совпадении эталонного кольца с одним из прозрачных колец ОИ центральный пик корреляционной функции принимал максимальное значение (рис. 2, а), а с одним из непрозрачных колец — минимальное значение (рис. 2, б). Следовательно, экстремальные значения корреляционной функции принимала через интервалы равного изменения масштаба обрабатываемого изображения, поэтому удобно представить (5) в виде

$$g(k^{-1}r_2) = |f(r_2)|^2 * |h(k^{-1}r_2)|^2, \quad (5a)$$

так как абсолютный масштаб в выходной плоскости ГКИ не имеет принципиального значения. Тогда в соответствии с (5) и (5a) изменение масштабного коэффициента обрабатываемого изображения определяется из выражения

$$m(l, d) = ld/f^2. \quad (6)$$

Проверка справедливости формулы (6) осуществлялась тремя способами: оценивалась нелинейность по одной переменной  $l$  при фиксированных значениях другой переменной  $d$ ; определялась взаимозаменяемость по ее переменным  $m(l, d) = m(d, l) = m(ld)$ ; вычислялась ширина колец ОИ.

Согласно (6) были определены значения сдвигов обрабатываемого изображения между ближайшими  $\tilde{\Delta}_i$  и произвольными  $\tilde{l}_i$  экстремумами корреляционной функции. В этом случае масштабный коэффициент менялся на величину, кратную

$$m(\tilde{\Delta}_i, d_i) = \delta/R,$$

где  $\delta$  — ширина колец;  $R$  — радиус середины эталонного кольца;

$$\tilde{l}_i = \tilde{n}_i \tilde{\Delta}_i = \tilde{n}_i \frac{\delta}{R} \frac{f^2}{d_i}, \quad (7)$$

где  $\tilde{n}_i$  — ряд целых чисел для каждого фиксированного  $i$ . С учетом известных значений  $d_1 = 15$ ,  $d_2 = 30$ ,  $d_3 = 45$  мм,  $f = 150$  мм,  $\delta = 0,15$  мм,  $R = 9,5$  мм получено из (7)  $\tilde{\Delta}_1 = 23,684$ ,  $\tilde{\Delta}_2 = 11,842$ ,  $\tilde{\Delta}_3 = 7,895$  мм.

Для оценки линейности формулы (6) по переменной  $l$  использовались усредненные по нескольким экспериментам значения сдвигов  $\tilde{l}_i$ ,

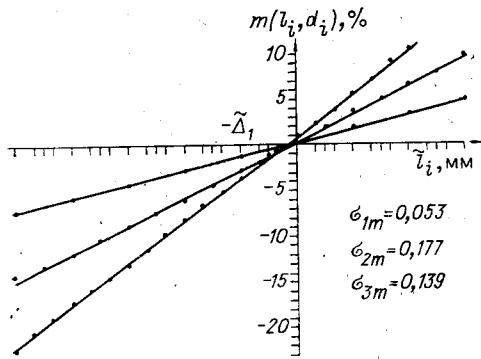


Рис. 3

определяющие экстремум корреляционной функции ОИ и эталонного кольца. В табл. 1 приведены значения  $n_i = l_i/\Delta_i$ , близость которых к целочисленному ряду характеризует степень соответствия теоретических и экспериментальных данных. Причем эти значения сгруппированы таким образом, чтобы в верхних строках для каждого  $i$  находились соответствующие точки ( $\tilde{n}_2 = 2\tilde{n}_1$ ,  $\tilde{n}_3 = 3\tilde{n}_1$ ). С помощью полученных данных согласно (6) определены изменения масштабного коэффициента.

На рис. 3 показаны (в процентах) графическая зависимость  $m(l_i, d_i)$  от  $l_i$  и линейная аппроксимация экспериментальных результатов. Там же представлены значения дисперсий (в процентах), вычисленных согласно

$$\sigma_{im} = m(\sigma_{i\Delta}, d_i), \quad (8)$$

где  $\sigma_{i\Delta}$  — дисперсия экспериментальных значений сдвига обрабатываемого изображения  $\Delta_{in}$ , определяющего ближайшие экстремумы корреляционной функции. На основании экспериментальных данных сделан вывод о линейности функции  $m(l, d)$  по  $l$  при фиксированном  $d$ .

Наиболее удобный способ проверки взаимозаменяемости по обоим переменным заключался в приведении к одному масштабу всех трех функций  $m(l_i, d_i)$  по  $i$  и оценке их совпадения между собой в соответствующих точках. Это выполнялось с помощью замены  $l_i$  на  $l_i \frac{d_1}{d_i}$ ,

при этом параметр  $d_1$  выбран произвольно. В табл. 2 приведены (в процентах) отсчеты этих функций в соответствующих точках ( $\tilde{n}_2 = 2\tilde{n}_1$ ,  $\tilde{n}_3 = 3\tilde{n}_1$ ). На основании их близости сделан вывод о взаимозаменяемости функции  $m(l, d)$  по ее переменным.

Ширина колец ОИ вычислялась для каждого  $i$  на основе измерения величины сдвига  $L_i$ , при котором происходил  $N_i$ -кратный переход корреляционной функции через экстремум. Измерения позволили установить средние расстояния  $\Delta_i = \langle \Delta_{in} \rangle = L_i/N_i$  между ближайшими экстремумами при различных сдвигах голограмм. Найденные значения  $\Delta_i =$

Таблица 1

$i = 1$	$n_1$	-4,929	-3,969	-3,024	-2,006	-1,05	0	0,961	1,942	2,913
$i = 2$	$n_2$	-9,289	-7,727	-5,72	-3,948	-1,921	0	2,132	4,032	6,143
	$n_2$	-8,487	-6,65	-4,898	-2,977	-0,992	—	1,077	3,019	4,94
$i = 3$	$n_3$	-14,63	-11,526	-8,74	-5,7	-2,787	0	3,04	6,206	—
	$n_3$	-13,49	-10,64	-7,79	-4,75	-1,773	—	1,9	5,13	—
	$n_3$	-12,603	-9,75	-6,65	-3,8	-0,95	—	0,95	4,053	—

Таблица 2

$i = 1$	$n_1$	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3
	$m(\cdot)$	-7,4%	-5,9%	-4,4%	-2,8%	-1,3%	0,3%	1,8%	3,4%	4,9%
$i = 2$	$n_2$	-10	-8	-6	-4	-2	0	2	4	6
	$m(\cdot)$	-7,2%	-6,0%	-4,4%	-3,0%	-1,4%	0,1%	1,8%	3,3%	5,0%
$i = 3$	$n_3$	-15	-12	-9	-6	-3	0	3	6	
	$m(\cdot)$	-7,4%	-5,8%	-4,3%	-2,7%	-1,2%	0,3%	1,9%	3,5%	

$= 23,219$ ,  $\Delta_2 = 11,422$ ,  $\Delta_3 = 7,833$  мм использовались для вычисления ширины колец ОИ  $\delta_i$  с помощью полученного из (7) выражения

$$\delta_i = Rm(\Delta_i, d_i). \quad (9)$$

Поскольку относительная погрешность измерения  $L_i$  равна  $2\sigma_{i\Delta}/L_i$ , из (8) и (9) определяется погрешность вычисления  $\delta_i$ , равная

$$\sigma_{i\delta} = \pm \frac{2R}{N_i} m(\sigma_{i\Delta}, d_i) = \pm \frac{2R}{N_i} \sigma_{im}. \quad (10)$$

Таким образом, из (9) и (10) получены значения ширины колец ОИ:  $\delta_1 = 147 \pm 1,3$ ;  $\delta_2 = 144,7 \pm 2,1$ ;  $\delta_3 = 148,8 \pm 1,3$  мкм, которые достаточно хорошо согласуются с  $\delta = 150$  мкм. Некоторое общее уменьшение  $\delta_i$  по сравнению с  $\delta$  может быть обусловлено большим реальным фокусным расстоянием используемого объектива прямого преобразования Фурье относительно его паспортного значения. Так, согласно (9) уменьшение фокусного расстояния на 1% приводит к увеличению  $\delta_i$  примерно на 3 мкм.

**Заключение.** В работе получена аналитическая зависимость масштабного коэффициента обрабатываемых и эталонных изображений от продольного местоположения входного транспаранта и голографического фильтра коррелятора. Показано, что для сохранения масштаба обрабатываемого изображения достаточно поместить входной транспарант в переднюю фокальную плоскость объектива прямого преобразования Фурье или фильтр в заднюю фокальную плоскость этого объектива. Аналогичным образом сохраняется масштаб эталонного изображения в системе записи голограмм. С другой стороны, переместив входной транспарант из передней фокальной плоскости объектива (или фильтр из его задней фокальной плоскости) и сдвигая при этом соответственно фильтр (или входной транспарант), можно в широких пределах менять взаимный масштаб обрабатываемого и эталонного изображений. При использовании этого свойства совместно с инвариантностью к дефокусировке пространственных спектров оказывается возможным конструктивно просто обеспечить в ГКИ инвариантность обработки к изменению масштаба, например, при распознавании изображений. В проведенном эксперименте сдвиг голографического фильтра осуществлялся на 30%, а обрабатываемого изображения — на 70% фокусного расстояния объектива прямого преобразования Фурье, что позволило варьировать масштаб ОИ в пределах 20% без существенного изменения вида корреляционной функции.

Авторы выражают свою благодарность В. П. Коронкевичу, А. Г. Полещуку, Е. Г. Чурину, Ю. И. Юрлову за представленные образцы аксикона, а также признательны Б. Е. Кривенкову за полезные замечания при чтении рукописи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Vander Lugt A., Rotz F. B., Kloster A. K. Character-reading by optical spatial filtering // Optical and Electro-optical Information Processing.— 1965.— P. 125.
2. Lohmann A. W. Matched filtering with self-luminous objects // Appl. Opt.— 1968.— V. 7.— P. 561.
3. Chavel P., Lowenthal S. A method of incoherent optical-image processing using synthetic holograms // JOSA.— 1976.— V. 66.— P. 14.
4. Rhodes W. T. Bipolar pointspread function synthesis by phase switching // Appl. Opt.— 1977.— V. 16.— P. 265.
5. Fuzman A., Casasent D. Bipolar incoherent optical pattern recognition by carrier encoding // Appl. Opt.— 1979.— V. 18.— P. 660.
6. Potaturkin O. I. Incoherent diffraction correlator with a holographic filter // Appl. Opt.— 1979.— V. 18.— P. 4203.
7. Potaturkin O. I., Nezhevenko E. S., Khotzkin V. I. Coherent intensity correlator // J. Opt.— 1980.— V. 11.— P. 305.

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.