

О. А. КОЗЛОВ, Е. С. НЕЖЕВЕНКО, О. И. ПОТАТУРКИН
(Новосибирск)

РАСПОЗНАВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ В КОГЕРЕНТНО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ С ПРИМЕНЕНИЕМ КОНТУРНЫХ ЭТАЛОНОВ

Распознавание объектов известной формы на фотоснимках, полученных в условиях изменяющегося освещения, через среду с неизвестными параметрами и в случае, когда объекты находятся на переменном фоне, рассмотрено в работе [1]. Исходя из модели изображения объекта (ИО), соответствующей перечисленным выше условиям, разработаны алгоритмы распознавания объектов, дающие достаточно высокое качество распознавания в широком диапазоне изменчивости ИО. В работе [2] описан оптико-электронный процессор, реализующий эти алгоритмы. Несмотря на то что когерентно-оптический метод вычисления признаков позволил на порядок сократить время вычисления решающей функции (по сравнению с машинным вариантом), оно оказывается большим в случае неизвестного местоположения распознаваемого объекта, так как смещение его относительно эталона в процессе осуществляется последовательно, электромеханическим способом. Известно, что когерентно-оптические методы позволяют вычислять решающую функцию параллельно для всевозможных смещений объекта относительно эталона.

В настоящей работе рассмотрен параллельный метод распознавания объектов в соответствии с моделью, разработанной в [1]. При этом пришлось учитывать как ограничения на класс решающих функций, определяемые параллельностью их вычисления, так и требования реализуемости этих решающих функций в когерентно-оптической системе.

В соответствии с [1] область Ω изображения и прилегающего к нему фона можно разбить на $2N$ областей $\Omega_i^{(1)}$, $\Omega_i^{(2)}$, т. е.

$\Omega = \sum_{i=1}^N (\Omega_i^{(1)} + \Omega_i^{(2)})$, где $\Omega_i^{(1)}$ принадлежит области фона, а $\Omega_i^{(2)}$ — области ИО. Границами ИО будут кривые $y = \psi_i(x)$, $\psi(x) = \sum_{i=1}^N \psi_i(x)$.

В пределах каждой из таких областей функция пропускания меняется незначительно по сравнению с изменением ее на границе, отсюда функцию пропускания фотоснимка $f(x, y)$ можно записать в виде

$$f(x, y) = \sum_{i=1}^N [m_i + \varphi_i(x, y)] h_i(x, y), \quad (1)$$

где m_i — среднее пропускание в i -й области, $\varphi_i(x, y)$ — флуктуации амплитудного пропускания на фотоснимке,

$$h_i(x, y) = \begin{cases} 1, & (x, y) \in \Omega_i; \\ 0, & (x, y) \notin \Omega_i. \end{cases}$$

Исходя из этого целесообразно распознавать объекты по контрасту на границах областей их изображений. В случае идеальных ИО (без размытия границ) такой контраст определялся бы производной по нормали к границе. Однако в реальных ИО происходит не только размытие, но и искажение их формы. Поэтому для распознавания, инвариантного к указанным факторам, будем вместо производной применять конечную разность.

Выберем две линии, эквидистантные границе распознаваемого ИО: внешнюю (1) и внутреннюю (2), отстоящие по нормали от границы на величину $\Delta/2$, т. е. такие, что расстояние между ними всюду равно Δ , причем эта величина должна быть больше характерных размеров искажения и размытия границы.

Перейдем к новой прямоугольной системе координат, связанной с границей ИО таким образом, что начало координат лежит на границе ИО, ордината направлена по нормали к ней, а абсцисса совпадает с касательной к границе. Координаты точек в этой системе будут определяться соотношением

$$\begin{cases} s = (x - \varepsilon_1 - x_0)/\sqrt{1+t^2} + (y - \varepsilon_2 - y_0)t/\sqrt{1+t^2}; \\ n = -(x - \varepsilon_1 - x_0)t/\sqrt{1+t^2} + (y - \varepsilon_2 - y_0)/\sqrt{1+t^2}, \end{cases}$$

где $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ — координаты условного центра распознаваемой области на фотоснимке, (x_0, y_0) — координаты произвольной точки на границе ИО в системе условного центра, $t = \psi'(x)|_{x_0}$.

Уравнение границы ИО в этой системе координат будет иметь вид $n(s)=0$, а уравнения линий, эквидистантных к границе (контуров), $-n(s)-\Delta/2=0$ и $n(s)+\Delta/2=0$. Амплитудное пропускание фотоснимка на этих контурах соответственно равно $f^{(1),(2)}(s) = \tilde{f}(s, \pm\Delta/2)$.

Поскольку изображение $f(x, y)$, а также и граница $n(s)=0$ разбиты на N областей, разобьем на N участков функции $f^{(1)}(s)$ и $f^{(2)}(s)$. Тогда для i -го участка $f_i^{(1),(2)}(s) = \tilde{f}_i(s, \pm\Delta/2)$. Пусть эти функции определены для произвольного положения границы $y=\psi_i(x)$ относительно изображения $f(x, y)$. Если линия $y=\psi_i(x)$ совпадает с границей ИО, то $f_i^{(1)}(s)$ и $f_i^{(2)}(s)$ представляют собой реализации двух случайных процессов Φ_1 и Φ_2 соответственно с математическими ожиданиями

$$m_i^{(1),(2)} = E [f_i^{(1),(2)}(s)] = \frac{1}{s_0} \int_{s_i} f_i^{(1),(2)}(s) ds$$

и дисперсиями

$$D_i^{(1),(2)} = E [(f_i^{(1),(2)}(s) - m_i^{(1),(2)})^2] = \frac{1}{s_0} \int_{s_i} (f_i^{(1),(2)}(s) - m_i^{(1),(2)})^2 ds, \quad (2)$$

т. е. $f_i^{(1),(2)}(s) = m_i^{(1),(2)} + \varphi_i^{(1),(2)}(s)$, где $\varphi_i^{(1)}(s)$, $\varphi_i^{(2)}(s)$ — шум на соответствующих участках контуров с нулевыми математическими ожиданиями и дисперсиями $D_i^{(1)}$ и $D_i^{(2)}$.

В случае несовпадения участка линии $y=\psi_i(x)$ с i -м участком границы ИО без ограничения общности можно считать функции $f_i^{(1)}(s)$ и $f_i^{(2)}(s)$ реализациями одного и того же случайного процесса, т. е. $f_i^{(1),(2)}(s) \in \Phi$.

Таким образом, проверка несовпадения эталонной границы $y=\psi_i(x)$ с действительной границей на изображении $f(x, y)$ заключается в проверке нулевой гипотезы $H_0: f_i^{(1),(2)}(s) \in \Phi$ против альтернативы $H_1: f_i^{(1)}(s) \in \Phi_1, f_i^{(2)}(s) \in \Phi_2$. В предположении нормально распределенного (по s) и статистически независимого шума проверяем гипотезу H_0 согласно [3]. Выборочная функция

$$t = (m_i^{(1)} - m_i^{(2)})\sqrt{s_0}/\sqrt{E [(f_i^{(1)}(s) - f_i^{(2)}(s) - m_i^{(1)} + m_i^{(2)})^2]}.$$

Подкорненное выражение в знаменателе этой функции

$$E [(f_i^{(1)}(s) - m_i^{(1)})^2] + E [(f_i^{(2)}(s) - m_i^{(2)})^2] - 2E [(f_i^{(1)}(s) - m_i^{(1)})(f_i^{(2)}(s) - m_i^{(2)})] = D_i^{(1)} + D_i^{(2)}.$$

Третье слагаемое в силу сделанного выше предположения о статистической независимости шума равно $\delta(\Delta)$, поэтому

$$t = \frac{m_i^{(1)} - m_i^{(2)}}{\sqrt{D_i^{(1)} + D_i^{(2)}}} \sqrt{s_0} = \frac{\bar{m}_i^{(1)} - \bar{m}_i^{(2)}}{\sqrt{\bar{D}_i^{(1)} + \bar{D}_i^{(2)}}},$$

где $\bar{m}_i^{(1),(2)} = s_0 m_i^{(1),(2)}$, $\bar{D}_i^{(1),(2)} = s_0 D_i^{(1),(2)}$, и подчиняется t -распределению Стьюдента с практически бесконечным числом степеней свободы (количество элементов разрешения на длине s_0), которое в этом случае вырождается в нормальное распределение. Решающее правило с уровнем значимости α (α — вероятность пропуска цели для i -го участка) формулируется следующим образом:

$$\begin{aligned} |\bar{m}_i^{(1)} - \bar{m}_i^{(2)}| &\leq z_{\alpha/2} \sqrt{\bar{D}_i^{(1)} + \bar{D}_i^{(2)}}, \text{ принимается } H_0; \\ |\bar{m}_i^{(1)} - \bar{m}_i^{(2)}| &> z_{\alpha/2} \sqrt{\bar{D}_i^{(1)} + \bar{D}_i^{(2)}}, \text{ принимается } H_1, \end{aligned} \quad (3)$$

где $z_{\alpha/2}$ — $\alpha/2$ -процентиль нормального распределения. Иными словами, сравнивается средний контраст на предполагаемой границе с величиной флюктуаций амплитудного пропускания.

Если принимается H_0 , границы между областями $\Omega_i^{(1)}$ и $\Omega_i^{(2)}$ не совпадают; если принимается H_1 , границы на i -м участке совпадают. Однако этого недостаточно для принятия решения о полном совпадении границ. Необходимо исследовать все участки внешнего и внутреннего контура. В данной работе рассмотрен один из способов получения результирующего решающего правила.

Предположим, что закон распределения шума, накладываемого на амплитудное пропускание на контурах, близок к нормальному и не меняется при переходе от участка к участку. Тогда пары соседних участков будут различаться по математическим ожиданиям на всей длине контуров и нулевую гипотезу H_0 можно проверять параллельно для всех N участков аналогично (3). Решающее правило в этом случае имеет вид:

$$\begin{aligned} |\bar{m}^{(1)} - \bar{m}^{(2)}| &\leq z_{\alpha/2} (\bar{D}^{(1)} + \bar{D}^{(2)})^{1/2}, \text{ границы полностью не совпадают;} \\ |\bar{m}^{(1)} - \bar{m}^{(2)}| &> z_{\alpha/2} (\bar{D}^{(1)} + \bar{D}^{(2)})^{1/2}, \text{ границы полностью совпадают,} \end{aligned} \quad (4)$$

где $\bar{m}^{(1),(2)} = \sum_{i=1}^N \bar{m}_i^{(1),(2)}$, $\bar{D}^{(1),(2)} = \sum_{i=1}^N \bar{D}_i^{(1),(2)}$.

Поскольку

$$\bar{m}^{(1)} - \bar{m}^{(2)} = \sum_{i=1}^N \int_{s_i} [f_i^{(1)}(s) - f_i^{(2)}(s)] ds,$$

то определению подлежит суммарная разность значений амплитудных пропусканий на внешнем и внутреннем контурах. Следовательно, необходимо создать фазовый сдвиг, равный π , на этих контурах и просуммировать световую амплитуду для каждого их положения относительно фотоснимка. Для вычисления такой величины используется линейная система с импульсным откликом

$$h_1(s, n) = \delta(n - \Delta/2) - \delta(n + \Delta/2). \quad (5)$$

Система координат s, n для каждого фиксированного положения линии $y = \psi(x)$ связана с условным центром (ϵ_1, ϵ_2) . Поскольку операция свертки для фиксированной точки выходной плоскости вырождается

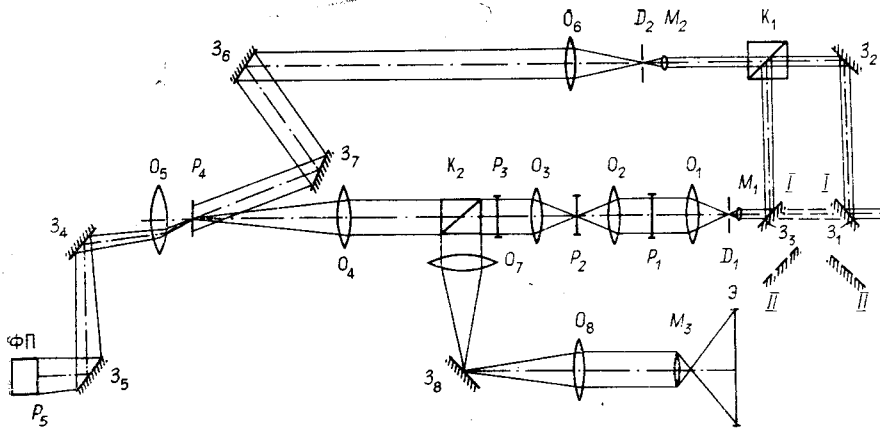


Рис. 1.

в скалярное произведение, подавая на вход такой системы $\tilde{f}(s, n)$, получаем на выходе в точке, проективно сопряженной с $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$,

$$\int_s \int_n \tilde{f}(s, n) [\delta(n - \Delta/2) - \delta(n + \Delta/2)] dn ds = \int_s [f^{(1)}(s) - f^{(2)}(s)] ds = \overline{m}^{(1)} - \overline{m}^{(2)}, \quad (6)$$

т. е. искомое значение интегральной разности математических ожиданий по внешнему и внутреннему контурам.

Оптическая схема макета, на котором был экспериментально проверен рассмотренный метод, показана на рис. 1. Макет представляет собой когерентно-оптическое устройство, имеющее две плоскости изображения (P_1, P_3), две частотные плоскости (P_2, P_4), выходную плоскость P_5 , тракт сигнального пучка (микрообъектив M_1 , диафрагма

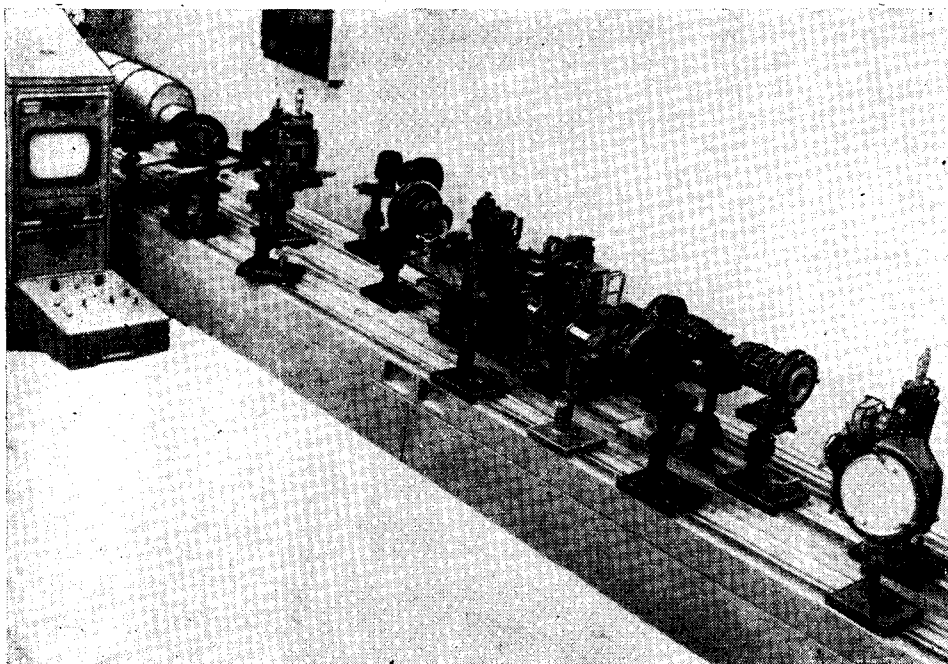


Рис. 2.

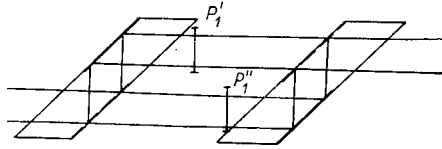


Рис. 3.

D_1 , объективы $O_1—O_5$, фотоприемное устройство ФП), тракт опорного пучка (M_2, D_2, O_6 , зеркала Z_6, Z_7), тракт контроля (светоделительный кубик K_2, O_7, O_8, M_3 , экран Э). При съемке фильтра зеркала Z_1, Z_3 находятся в положении I , при распознавании — в

положении II . Внешний вид макета представлен на рис. 2. Экспериментальные исследования проводились для выяснения следующих вопросов:

1. Влияние различных факторов на точность вычисления решающей функции в процессе съемки фильтра.
2. Влияние факторов на точность вычисления решающей функции в процессе распознавания.
3. Проверка соответствия экспериментальных результатов по вычислению решающей функции теоретическим значением.

Для определения значений $\bar{m}^{(1)}—\bar{m}^{(2)}$ в плоскости P_1 (см. рис. 1) помещался фотоснимок с амплитудным пропусканием, пропорциональным $\bar{f}(s, n)$, а в плоскости P_4 — голографический фильтр с пропусканием огибающей, пропорциональным $\mathcal{F}[h_1(s_1, n_1)]$. В плоскостях P_2, P_3 пропускание равно 1.

Для получения фильтра с импульсным откликом $h_1(s_1, n_1)$ необходимо создать сдвиг между амплитудами света на внешнем и внутреннем контурах по фазе, равный π .

Рассмотрим два способа получения такого фазового сдвига.

1. Каждый из контуров помещают в разные плечи интерферометра Жамена, состоящего из двух плоскопараллельных пластин, полупрозрачных с одной стороны и отражающих в полуплоскости другой (рис. 3). Поворотом одной из пластин интерферометр настраивается таким образом, чтобы сдвиг на фазе между световыми пучками был равен π . При этом транспарант с отдельным изображением контуров расположен в плоскости P_1 . Регистрация фильтра осуществляется с наложением плоской опорной волны. К недостаткам этого способа относятся: высокая чувствительность фазового сдвига в области низких пространственных частот к изменению угла поворота пластин интерферометра и дополнительные искажения регистрируемых изображений, вносимые этими пластинами.

2. Сущность этого способа состоит в том, что на сформированную определенным образом положительную функцию амплитудного пропускания транспаранта действуют оператором $H(\omega_s, \omega_n)$, в результате чего получают знакопеременную функцию.

Пусть требуется получить знакопеременную функцию $g(s, n)$, заданную на интервале $-L \leq s, n \leq L$, такую, чтобы выполнялось условие

$$\int_{-L}^L \int_{-L}^L g(s, n) dsdn = 0. \quad (7)$$

Прибавим к функции $g(s, n)$ постоянную составляющую $k = |\min\{g(s, n)\}|$. Очевидно, в этом случае $g(s, n) + k \geq 0$. Подавая такую функцию на вход линейной системы с передаточной функцией

$H(\omega_s, \omega_n) = 1 - \text{sinc}(L\omega_s) \text{sinc}(L\omega_n)$, получаем на выходе

$$\mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[g(s, n) + k][1 - \text{sinc}(L\omega_s) \text{sinc}(L\omega_n)]\} = \mathcal{F}^{-1}\{[G(\omega_s, \omega_n) + k \text{sinc}(L\omega_s) \text{sinc}(L\omega_n)][1 - \text{sinc}(L\omega_s) \text{sinc}(L\omega_n)]\} =$$

$$\begin{aligned}
&= \mathcal{F}^{-1}[G(\omega_s, \omega_n) + k \operatorname{sinc}(L\omega_s) \operatorname{sinc}(L\omega_n) - k \operatorname{sinc}^2(L\omega_s) \sin^2(L\omega_n)] = \\
&= \mathcal{F}^{-1}[G(\omega_s, \omega_n)] = g(s_1, n_1). \quad (8)
\end{aligned}$$

Для справедливости данных выкладок необходимо выполнение не только условия (7), но и условия

$$\Delta \ll L, \quad (9)$$

где Δ — характерный размер функции $g(s, n)$.

Таким образом, преобразуя знакопеременную функцию в положительную путем добавления постоянной составляющей, можно получить исходную функцию, если для фильтрации использовать линейную систему с импульсным откликом

$$h(s, n) = \mathcal{F}^{-1}[H(\omega_s, \omega_n)].$$

Поскольку $h_1(s, n)$ удовлетворяет условиям (7), (9), при регистрации фильтра можно помещать в плоскости P_1 транспарант с совместным изображением обоих контуров с разными знаками амплитудного пропускания их относительно постоянной составляющей, т. е. $h_1(s, n) + 1$. Устанавливая в плоскости P_2 фильтр с амплитудным пропусканием, пропорциональным $H(\omega_s, \omega_n)$, получаем в плоскости P_3 световое распределение, равное $h_1(s_1, n_1)$, которое далее регистрируют в плоскости P_4 на голограмме Фурье.

В качестве экспериментального материала для модельных экспериментов были выбраны изображения с тестовыми объектами, представляющими собой круги, разбитые на сектора с различным амплитудным пропусканием в каждом секторе. Границей объект — фон являлась окружность. Область фона также разбита на зоны, различающиеся по амплитудному пропусканию. Для выяснения чувствительности решающей функции к искажению границы объект — фон проводились эксперименты с эллипсоидальной границей малого эксцентриситета.

Импульсный отклик эталона представляет собой две кольцевые области с одинаковыми площадями, равноотстоящие от границы объект — фон, причем амплитудное пропускание одной области сдвинуто по фазе на π по отношению к другой.

Проводились эксперименты по записи фильтров различными способами, причем эталонные функции были заданы на фотопленках и фотопластинках. Обработка экспериментальных данных показала следующее:

1. Решающая функция (световое распределение в выходной плоскости), полученная с фильтрами в случае, когда они сняты с эталонов на пленке, обладает значительно большей неинвариантностью к смещению распознаваемого объекта во входной плоскости, чем в случае, когда фильтры сняты с эталонов на фотопластинке (не помогает даже иммерсия).

2. Сравнение двух способов регистрации $h_1(s, n)$ (с применением интерферометра Жамена и обработкой в частотной плоскости) показывает, что во втором случае погрешность вычитания

$$\delta_R = |R_1 - R_2| / (R_1 + R_2),$$

где R_1 и R_2 — результирующие амплитуды при фильтрации внешнего и внутреннего колец, значительно ниже. Для первого способа $\delta_R \approx 8\%$, для второго — $\delta_R \approx 1,5\%$.

3. Значения решающей функции распознавания практически не зависят от размытия границ и небольших искажений ИО, если величина размытия или искажения не превышает расстояния между контурами эталона.

4. Результаты распознавания тестовых объектов показали, что для приведения в соответствие экспериментальных и теоретических резуль-

учета этого факта примем следующую модель. Пусть суммарный теоретический отклик фильтра на объект по амплитуде имеет вид

$$R_T = \alpha R_m^A + \beta R_m^I, \quad (10)$$

где $R_m^A = (\bar{m}^{(1)} - \bar{m}^{(2)}), R_m^I = (\bar{m}^{(1)} + \bar{m}^{(2)}), \quad (11)$

α, β — весовые коэффициенты.

Среднеквадратическая ошибка эксперимента для объекта k

$$\delta_k^2 = (\alpha R_m^A + \beta R_m^I)^2 - R_{\text{экс}}^k. \quad (12)$$

Общая среднеквадратическая ошибка $\delta^2 = \sum_k \delta_k^2$. Подставляя в выражения (11), (12) результаты фотометрирования тестовых объектов и экспериментальные результаты, полученные при их распознавании, найдем значения α и β , дающие минимум суммарной ошибки δ^2 ($\alpha=0,69; \beta=0,31$). Тогда в соответствии с моделью (10) теоретическое выражение для решающей функции имеет вид

$$R_T = 0,69(\bar{m}^{(1)} - \bar{m}^{(2)}) + 0,31(\bar{m}^{(1)} + \bar{m}^{(2)}).$$

Среднеквадратическая ошибка при этом $\delta^2 = 0,0034$. Отметим, что среднеквадратическая ошибка в случае, когда $R_T^A = (\bar{m}^{(1)} - \bar{m}^{(2)}) = R_m^A$, составляет $\delta_A^2 = 0,29$, т. е. на два порядка больше.

Для проверки работоспособности изложенных методов распознавания на реальных объектах использовали фотоснимки одного и того же сюжета, но отличающиеся по контрасту и разрешению (рис. 4, а, б). В качестве объекта на этих снимках выбран один и тот же фрагмент (он обведен прямоугольником). Эталон регистрировался на голограмме с предварительной обработкой в частотной плоскости и имел вид $h_1(s, n) + 1$, т. е. внешний и внутренний контуры, один из которых максимально прозрачный, а другой — максимально черный на сером фоне, равном по амплитудному пропусканию 0,5 (рис. 5, а). На рис. 5, б приведено изображение, восстановленное с голографического фильтра, т. е. импульсный отклик $h_1(s, n)$, причем фазы на внешнем и внутреннем контурах отличаются друг от друга на π . Видно, что в отличие от известных способов получения эталона, в которых для этой цели используется одна из реализаций распознаваемого объекта,

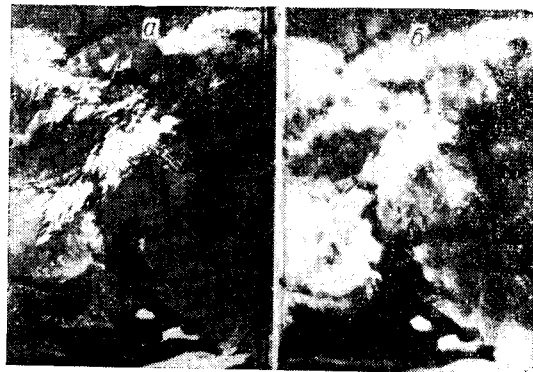


Рис. 4.

в данном случае от эталона остается лишь информация о конфигурации его контура. Таким образом, обеспечивается инвариантность к большинству преобразований распознаваемого изображения. Световые распределения в выходной плоскости, полученные в результате фильтрации исходного и расфокусированного фотоснимков и пропорциональные по амплитуде в каждой точке $\bar{m}^{(1)} - \bar{m}^{(2)}$ для каждого положения эталона относительно



Рис. 5.

фотоснимков, приведены на рис. 6, *а*, *б*. На осциллограммах под световыми распределениями приведены результаты их сканирования. Разрешение по координатам в выходной плоскости (в данном случае — ширина пиков) определяется расстоянием между внешним и внутренним контурами и, как видно из рис. 6, *а*, *б*, не меняется при изменении исходного фотоснимка.

Таким образом, как теоретические, так и экспериментальные результаты подтверждают, что рассмотренный метод весьма эффективен для распознавания изображений на фотоснимках, когда пропускание фотоснимка меняется в широких пределах и в области самого изображения, и в области окружающего его фона, так что вся информация об изображении заключается в перепаде пропускания на его контуре.

В заключение авторы выражают свою признательность Г. Д. Уманцеву за подготовку тестовых материалов для экспериментальных исследований.

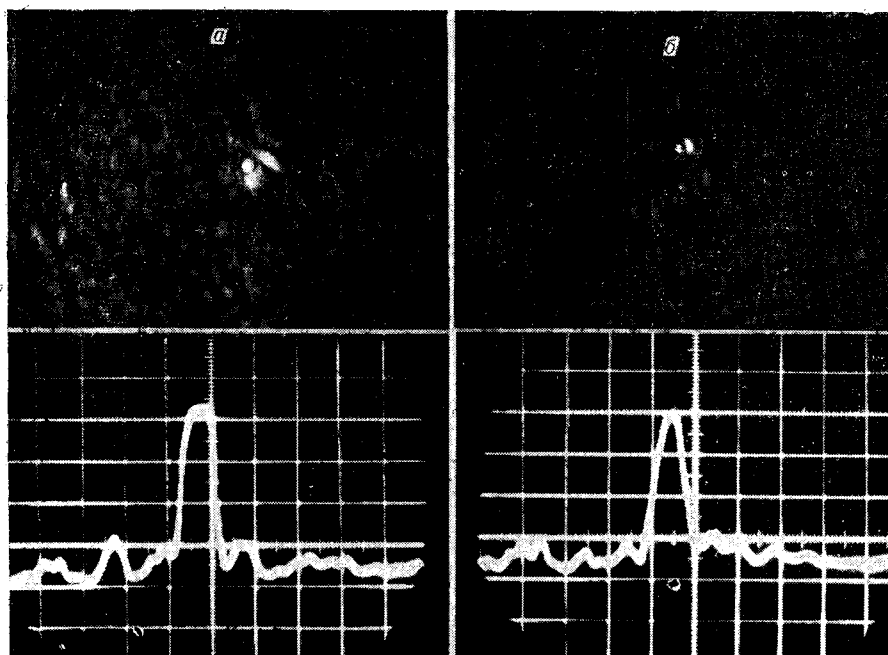


Рис. 6.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. М. Карпова, Е. С. Нежевенко, Г. Д. Уманцев. Распознавание изображений известной формы на фотоснимках.— «Автометрия», 1975, № 3, с. 68—72.
2. Ф. Ф. Веряскин, Л. В. Выдрин, В. Т. Давыдов, Т. Н. Мантуш, Е. С. Нежевенко, Б. Н. Панков, П. Е. Твердохлеб. Опико-электронный процессор для распознавания изображений.— «Автометрия», 1975, № 3, с. 73—77.
3. Дж. Бендат, А. Пирсол. Измерение и анализ случайных процессов. М., «Мир», 1971.

Поступила в редакцию 15 июня 1976 г.

УДК 681.325 : 621.375.826

И. Н. КОМПАНЕЦ, Г. Ш. МЦКЕРАДЗЕ, Л. А. ОРЛОВ

(Москва)

О РЕАЛИЗАЦИИ ОПТОЭЛЕКТРОННОГО АРИФМЕТИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА НА УПРАВЛЯЕМЫХ ТРАНСПАРАНТАХ

Известно, что применение оптоэлектроники в вычислительной технике позволяет значительно повысить скорость обработки информации путем представления цифровой информации в виде двумерных массивов и использования параллельных алгоритмов ее преобразования. Общие принципы построения оптоэлектронных арифметических устройств (ОЭАУ), изложенные в [1—3], показывают, что ОЭАУ должны обладать рядом существенных достоинств.

В данной работе ставилась задача реализации одного из вариантов ОЭАУ на управляемых транспарантах [1, 2]. Основное внимание было уделено выбору оптоэлектронных элементов и общей компоновке оптического тракта. При этом были использованы существующие материалы и элементы, а такие параметры, как быстродействие, потребление энергии и габариты, не оптимизировались, поскольку они определяются в основном материалом управляемых транспарантов (УТ), который в настоящее время еще окончательно не определен.

С целью уменьшения общего объема работы по изготовлению управляемых транспарантов была выбрана схема двухразрядного двоичного процессора, выполняющего две операции: сложение и умножение целых чисел $A=00a_3a_4$ и $B=00b_3b_4$. Операции вычитания и деления в данном случае не предусматривались, так как при этом существенно усложнилась бы электронная часть ОЭАУ. Умножение было реализовано как однотактное сложение с соответствующими сдвигами слагаемых A и B . (При $B=0011$ выполнялось $2A+A$). Результат умножения представлялся с удвоенным количеством разрядов. Таким образом, описываемый процессор являлся прообразом байтового процессора для ОЭАУ.

При построении процессора полностью сохранилась однотактная логика выполнения операций, т. е. переносы определялись без цепочки переносов одновременно с формированием суммы [1]. Переносы $E=e_1e_2e_3e_4$ определялись следующими формулами (сложение и вычитание понимаются как дизъюнкция и конъюнкция соответственно):

$$\begin{aligned} e &\equiv 0; & \bar{e}_1 &\equiv 1; \\ e^2 &= a_3b_3 + (a_3 + b_3)a_4b_4; & \bar{e}_2 &= \bar{a}_3\bar{b}_3 + (\bar{a}_3 + \bar{b}_3)(a_4 + b_4); \end{aligned}$$