

Таким образом, доказано, что для двух заданных наборов: взаимно простых чисел $\{\lambda_i\}$ и чисел $\{k_i\}$, удовлетворяющих соотношению (2), существует число D такое, что однослойное покрытие с оптической толщиной D имеет на длинах волн $\{\lambda_i\}$ значения энергетических коэффициентов пропускания, близкие к $\{k_i\}$, т. е. даже однослойное покрытие позволяет осуществлять вычисление любой, сколь угодно сложной функции на дискретных значениях аргумента. Следует отметить, что точность задания $\{\lambda_i\}$ с увеличением сложности $f(x)$ резко возрастает.

Из доказанной выше теоремы вытекает возможность изменением всего одного параметра, например оптической толщины слоя однослойного покрытия, заменять вычисляемую с помощью данного процессора функцию $f(x)$. Такая перестройка может осуществляться очень быстро, если слой покрытия изготовить из электрооптического материала, изменяющего свой показатель преломления под действием внешнего электрического поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Столов Е. Г. Оптический метод кодирования и обработки информации // Автоматизация. — 1982. — № 5.
2. Фурман Ш. А. Тонкослойные оптические покрытия. — Л.: Машиностроение, 1977.

Поступило в редакцию 7 июня 1985 г.

УДК 621.391.268 : 778.26

В. И. ПРОТАСЕВИЧ, Ш. И. САДЫКОВ, А. Ф. СКОЧПЛОВ
(Казань)

ПОВЫШЕНИЕ ДОСТОВЕРНОСТИ РАСПОЗНАВАНИЯ В СИСТЕМАХ С СОГЛАСОВАННОЙ ФИЛЬТРАЦИЕЙ

При распознавании объектов в когерентных системах с голографическими согласованными фильтрами (ГСФ) на достоверность распознавания влияют такие факторы, как нестабильность интенсивности лазерного пучка в процессе получения кросскорреляционного сигнала от ГСФ, изменение пропускания изображений исследуемых объектов относительно эталона и т. п. Наличие этих факторов приводит к большим трудностям при распознавании мало отличающихся по форме объектов. В настоящей работе предложен один из возможных методов повышения достоверности распознавания, обобщающий метод работы [1] в системах с ГСФ.

Известно [2], что в голографических амплитудных корреляторах выходной сигнал пропорционален

$$U(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x_0, y_0) h^*(x_0 - \xi, y_0 - \eta - \alpha\lambda f) dx_0 dy_0, \quad (4)$$

где $h(x_0, y_0)$ — амплитудное пропускание эталонного объекта; $g(x_0, y_0)$ — амплитудное пропускание исследуемого объекта, а коэффициенты пропорциональности опущены, поскольку не влияют на ход дальнейшего изложения. Вводя новую систему координат $\xi' = \xi$, $\eta' = \eta - \alpha\lambda f$ и используя обратную теорему свертки, выражение (1) с точностью до коэффициента можно представить в виде

$$U(\xi', \eta') = \iint_D H^*(f_x, f_y) G(f_x, f_y) \exp[-i2\pi(\xi' f_x + \eta' f_y)] df_x df_y,$$

здесь $f_x = x/\lambda f$; $f_y = y/\lambda f$ — пространственные частоты; D — область интегрирования в плоскости ГСФ:

$$H(f_x, f_y) = \mathcal{F}[h(x_0, y_0)], G(f_x, f_y) = \mathcal{F}[g(x_0, y_0)];$$

\mathcal{F} — оператор Фурье-преобразования.

О сходстве объектов обычно судят по интенсивности максимума кросскорреляционного сигнала $I = |U(0, 0)|^2$. Разбив область D ГСФ на N произвольных частей, получим на выходе коррелятора совокупность значений $\{I_n\}$, где каждое

$$I_n = \left| \iint_{D_n} H^*(f_x, f_y) G(f_x, f_y) df_x df_y \right|^2$$

измеряется в различные моменты времени. При этом для определения сходства исследуемого и эталонного объектов необходимо сравнивать каждое значение I_n с соответствующим значением I_{n_0} , где совокупность $\{I_{n_0}\}$ получена аналогичным образом для случая, когда исследуемый объект совпадает с эталоном. Для этого целесообразно ввести нормированные величины $\beta_n = I_n/I_{n_0}$, которые более чувствительны к степени различия сравниваемых объектов, чем обычно определяемая величина β ,

равная отношению интенсивности в максимуме кросскорреляционного сигнала от всей области D голограммы к соответствующей интенсивности, полученной для эталонного объекта. Действительно, пусть $G(f_x, f_y) = H(f_x, f_y) + \delta(f_x, f_y)$, где функция $\delta(f_x, f_y)$ отлична от нуля только в некоторой области высоких пространственных частот D_k ГСФ (что справедливо для объекта, мало отличающегося от эталона). Тогда

$$\beta = \left| \frac{\sum_{n=1}^N \iint_{D_n} H^* G df_x df_y}{\sum_{n=1}^N \iint_{D_n} |H|^2 df_x df_y} \right|^2 = \left| 1 + \frac{\iint_{D_k} H^* \delta df_x df_y}{\sum_{n \neq k} \iint_{D_n} |H|^2 df_x df_y + \iint_{D_k} |H|^2 df_x df_y} \right|^2; \quad (2)$$

$$\beta_k = \left| \frac{\iint_{D_k} H^* G df_x df_y}{\iint_{D_k} |H|^2 df_x df_y} \right|^2 = \left| 1 + \frac{\iint_{D_k} H^* \delta df_x df_y}{\iint_{D_k} |H|^2 df_x df_y} \right|^2.$$

Поскольку величина $\sum_{n \neq k} \iint_{D_n} |H|^2 df_x df_y$ положительная и значительно больше

второго слагаемого в знаменателе (2) (в силу того, что функция $H(f_x, f_y)$ имеет максимальные значения в области низких пространственных частот), видно, что β_k больше отличается от единицы, чем величина β , т. е. β_k более чувствительна к степени различия сравниваемых объектов.

Таким образом, повышение достоверности распознавания объектов заключается в том, что площадь голограммы D разбивается на несколько областей D_n и исследуется энергетический вклад в кросскорреляционный сигнал от каждой из этих областей отдельно. Очевидно, что области D_n могут иметь произвольную форму, выбираемую в соответствии с конкретной задачей.

Вычислим в качестве примера величины β и β_n для случая, когда площадь D голограммы представляет собой квадрат со стороной $2R_h$. Разобьем этот квадрат на $2N$ частей, параллельных оси f_y , шириной $\Delta R_h = R_h/N$. В качестве эталонного объекта рассмотрим квадрат со стороной a , а исследуемый объект отличается от эталонного малой добавкой прямоугольной формы, как показано на рисунке, где коэффициенты γ_1 и γ_2 , определяющие размеры добавки, удовлетворяют условиям $\gamma_1 \leq 1$, $\gamma_2 \leq 1$. Тогда для β и β_n будем иметь

$$\beta = \left[1 + \frac{1}{8} B_1(p) B_2(p) / B_0^2(p) \right]^2; \quad (3)$$

$$\beta_n = \left\{ 1 + \frac{[B_1(pn/N) - B_1((n-1)p/N)] B_2(p)}{8B_0(p) [B_0(pn/N) - B_0((n-1)p/N)]} \right\}^2,$$

где $p = \pi a R_h / \lambda f$; функции $B_0(t)$, $B_1(t)$ и $B_2(t)$ находятся следующим образом:

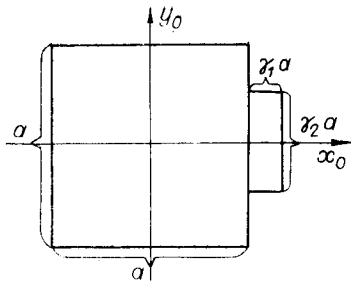
$$B_0(t) = \text{Si}(2t) - \sin^2 t/t;$$

$$B_1(t) = 2(1 + \gamma_1) \text{Si}[2(1 + \gamma_1)t] - 2\text{Si}(2t) - 2\gamma_1 \text{Si}(2\gamma_1 t) + \{1 + \cos[2(1 + \gamma_1)t] - \cos(2t) - \cos(2\gamma_1 t)\}/t;$$

$$B_2(t) = (1 + \gamma_2) \text{Si}[(1 + \gamma_2)t] - (1 - \gamma_2) \text{Si}[(1 - \gamma_2)t] - 2 \sin t \cdot \sin(\gamma_2 t)/t.$$

Здесь функция $\text{Si}(t)$ — интегральный синус. Вычислим β и β_n для трех случаев: 1) $\gamma_1 = 0,1$, $\gamma_2 = 1$; 2) $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 0,1$; 3) $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,1$. Положим $a = 1$ мм, $R_h = 10$ мм, $f = 500$ мм, $k = 2\pi/\lambda = 10^4$ мм⁻¹, $N = 10$. По формуле (3) получаем: 1) $\beta = 1,00146$; 2) $\beta = 0,9995$; 3) $\beta = 1,000148$. Значения β быстро осциллируют с изменением R_h , стремясь к единице при $R_h \rightarrow \infty$. Конечность размеров ГСФ приводит к тому, что в первом и третьем случаях β оказывается больше единицы. Соответствующие значения β_n приведены в таблице. Видно, что величины β_n намного больше отличаются от единицы, чем β .

n	β_n расчетное			β_n экспериментальное	n	β_n расчетное			β_n экспериментальное
	$\gamma_1 = 1,0$ $\gamma_2 = 0,1$	$\gamma_1 = 0,1$ $\gamma_2 = 0,1$	$\gamma_1 = 0,1$ $\gamma_2 = 1,0$			$\gamma_1 = 0,1$ $\gamma_2 = 1,0$	$\gamma_1 = 1,0$ $\gamma_2 = 0,1$	$\gamma_1 = 0,1$ $\gamma_2 = 0,1$	
1	1,00	1,00	1,00	1,15	6	0,90	0,90	0,20	0,40
2	0,90	0,80	0,02	0,14	7	0,90	1,00	0,80	2,00
3	0,90	0,90	0,30	0,70	8	0,90	0,80	0,04	0,16
4	0,90	1,00	0,70	1,12	9	0,90	0,90	0,14	0,20
5	0,90	0,85	0,01	0,100	10	0,90	1,00	0,80	0,90



Для экспериментальной проверки предложенного метода использовалась установка, аналогичная [2], с соблюдением исходных параметров, принятых в расчете. Эталонный объект — бинарный квадрат со стороной $a = 1$ мм; исследуемый объект — прямоугольник, отличающийся от исходного объекта добавкой с коэффициентами $\gamma_1 = 0,1$ и $\gamma_2 = 1$. Экспериментальные значения β_n также приведены в таблице.

Как видно из таблицы, расчетные значения β_n качественно согласуются с экспериментальными данными. Численное несоответствие результатов теории и эксперимента, по-видимому, связано с дифракционными явлениями, возникающими на элементах оптической схемы, что приводит к некоторому перераспределению светового потока, попадающего на фильтр, по отношению к идеальному, а также с фазовыми искажениями самого фильтра.

Таким образом, описанный выше метод позволяет повысить достоверность распознавания в когерентных оптических системах, использующих ГСФ, причем в случае записи ГСФ с помощью сходящейся сферической волны необходимо выбрать оптимальное положение плоскости регистрации кросскорреляционного сигнала [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Мохунь И. И., Протасевич В. И. Метод получения согласованных оптических фильтров для избранных частот спектра Фурье // ИТЭ.— 1984.— № 1.
2. Vander Lugt A. Signal detection by complex spatial filtering // IEEE Trans., Inform. Theor.— 1964.— V. IT-10, N 2.
3. Протасевич В. И., Садыков Ш. И., Скочиллов А. Ф. О выборе плоскости регистрации сигнала для некоторых когерентных систем с согласованной фильтрацией // Методы и средства обработки оптической информации: Материалы семинара.— М., 1983.

Поступило в редакцию 28 мая 1985 г.

УДК 681.7.06.778.38.001.24

Ф. Г. ХУЗНИ, Ю. П. ЦИГЛЕР

УПРОЩЕННЫЕ ФОРМУЛЫ РАСЧЕТА ХОДА ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ ЦЕНТРИРОВАННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, СОДЕРЖАЩИЕ ГОЛОГРАММНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

При расчете оптических систем различного назначения просчитывается большое количество лучей, причем число меридиональных значительно больше числа косых. Поэтому очень важно вести расчеты хода меридиональных лучей по наиболее простым формулам. Оказывается, что известные соотношения Федера [1, 2] допускают такое упрощение.

Из [1, 2] имеем

$$\mathbf{T} + l\mathbf{Q} = d\mathbf{i} + \mathbf{M}, \quad (1)$$

где $\mathbf{Q}(X, Y)$, $\mathbf{Q}_1(X_1, Y_1)$ — единичные векторы вдоль луча соответственно до и после преломления; $\mathbf{T}(x, y)$, $\mathbf{T}_1(x_1, y_1)$ — векторы, соединяющие вершины 1-й и 2-й поверхностей с точками пересечения луча с этими поверхностями; $\mathbf{M}(M_x, M_y)$ — перпендикуляр, опущенный из вершины поверхности 2 на луч; l, t — смысл следует из указанного рисунка в [2]; \mathbf{i} — единичный вектор вдоль оси X ; d — расстояние между вершинами. Умножая скалярно (1) на \mathbf{Q} , получаем

$$l = -(zX + yY); \quad z = x - d. \quad (2)$$

Векторное умножение (1) слева на \mathbf{Q} после несложных преобразований приводит к

$$M = Xy - Yz, \quad M_x = -YM, \quad M_y = XM. \quad (3)$$

Выведем теперь формулы для определения координат точки пересечения луча с произвольной асферической поверхностью и направления преломленного луча \mathbf{Q}_1 . Запишем уравнение прямой, проходящей через конец вектора \mathbf{M} ,

$$(x_1 - M_x)/X = (y_1 - M_y)/Y = t \quad (4)$$

и уравнение асферической поверхности 1-го типа

$$y^2 = a_1x + a_2x^2 + \varphi(x), \quad (5)$$

