

10. Вознесенская З. С., Скобелев В. М. Электрические источники света.— М.: Госэнергоиздат, 1957.  
 11. Гладштейн М. А., Комаров В. М. Оптоэлектронный преобразователь изображения на базе интегральной фотоприемной матрицы МФ-6.— ПТЭ, 1982, № 1.

Поступила в редакцию 5 марта 1981 г.;  
 окончательный вариант — 17 января 1983 г.

УДК 535.317.2 : 531.715.2

Р. М. БЫЧКОВ, Б. Е. КРИВЕНКОВ, Ю. В. ЧУГУЙ  
 (Новосибирск)

## ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ДИФРАКЦИОННЫХ МЕТОДОВ РАЗМЕРНОГО КОНТРОЛЯ

**Введение.** Дифракционные методы контроля, как известно [1—4], основаны на измерении геометрических параметров дифракционной картины Фраунгофера — спектра мощности Фурье тепевого изображения контролируемого изделия. Инвариантность спектра к смещению изделия открывает возможность организации высокопроизводительного контроля изделий в процессе их движения по конвейерной линии. Если исходное изделие непрозрачно (валики, винты и т. д.), то упомянутое свойство спектра справедливо в случае неограниченной апертуры Фурье-объектива. При конечных ее размерах в формировании спектра участвуют волны, дифрагированные на изделии и апертуре. Это приводит к искажениям спектра мощности изображения изделия. При контроле непрозрачных изделий отмеченный фактор является одним из основных источников погрешностей измерений.

Наиболее простой и доступный способ уменьшения воздействия апертуры на спектр изображения изделия — ее аподизация [5]. В работе [6] показано, что при использовании в качестве аподизаторов гауссовых лазерных пучков размеры контролируемых изделий должны быть в десятки раз меньше размеров этих пучков, что ведет к значительным энергетическим потерям и резкому сокращению верхнего диапазона измерений (на практике до 1 мм). Для его расширения до величины, сопоставимой с размером апертуры (10 и более миллиметров), нами в [4] предложено использовать аподизирующие апертуры на основе бинарных диафрагм и двойную фильтрацию спектров. Заметим, что идея фильтрации позже применена для обнаружения малых слабоконтрастных объектов [7].

В настоящей работе исследуется эффективность методов аподиза-

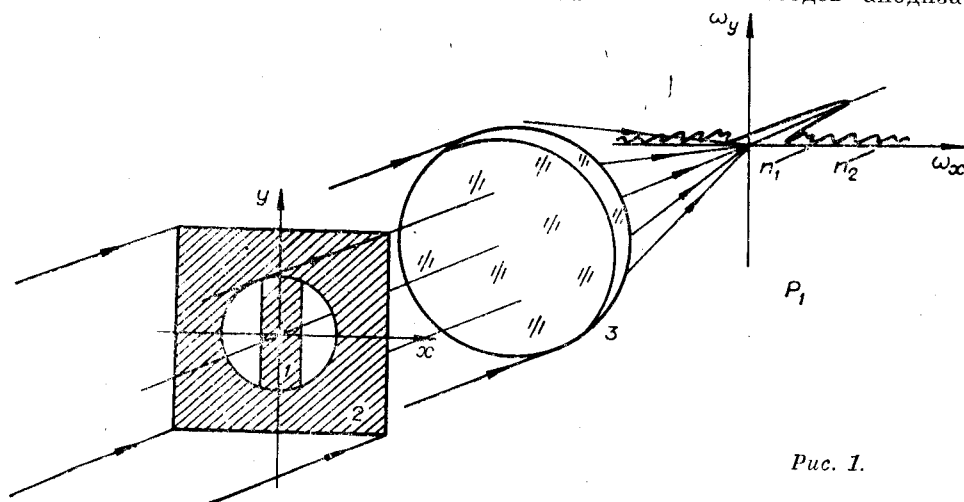


Рис. 1.

ции апертуры и ее двойной фильтрации для повышения точности измерений непрозрачных изделий. Теоретические оценки остаточных погрешностей подтверждены результатами моделирования на ЭВМ и экспериментами.

**Влияние апертуры.** Обратимся к рис. 1, где представлена оптическая схема Фурье-анализатора. Контролируемое изделие  $I$ , ограниченное апертурой  $2$ , помещается перед объективом  $3$  на пути плоского монохроматического пучка света. Спектр входного распределения, представляющего собой теневое изображение изделия на фоне апертуры, формируется в задней фокальной плоскости  $P_1$  объектива. Нетрудно видеть, что он существенным образом отличается от спектра изделия. Действительно, пусть  $\tilde{f}(x, y)$  и  $t(x, y)$  — функции, описывающие амплитудные пропускания объекта и апертуры, причем

$$\tilde{f}(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{если } f(x, y) \in S_f; \\ 0, & \text{если } f(x, y) \notin S_f, \end{cases} \quad (1)$$

где  $S_f$  — область, ограниченная теневой проекцией изделия, а

$$t(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{если } |x| \leq A/2, |y| \leq t(x); \\ 0, & \text{если } |x| > A/2, |y| > t(x). \end{cases} \quad (2)$$

Тогда входное распределение, подлежащее спектральному анализу, имеет вид

$$g(x, y) = t(x, y)\tilde{f}(x - x_0, y - y_0) = t(x, y)[1 - f(x - x_0, y - y_0)]. \quad (3)$$

Здесь  $f(x, y) = 1 - \tilde{f}(x, y)$  — изображение прозрачного объекта (негативного к исходному),  $x_0, y_0$  — смещение его относительно апертуры. Спектр распределения (3)

$$G(\omega_x, \omega_y) = \mathcal{F}\{g(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy = T(\omega_x, \omega_y) - T(\omega_x, \omega_y) \otimes e^{-j(\omega_x x_0 + \omega_y y_0)} F(\omega_x, \omega_y), \quad (4)$$

где  $T(\omega_x, \omega_y) = \mathcal{F}\{t(x, y)\}$ ,  $F(\omega_x, \omega_y) = \mathcal{F}\{f(x, y)\}$ ;  $\omega_x, \omega_y$  — пространственные частоты в радианах на миллиметр.

Видно, что из-за апертуры полезный сигнал  $F(\omega_x, \omega_y)$  искажается двояким образом (наложение и свертка), что в лучшем случае приводит к увеличению погрешности измерения геометрических параметров изделия, а в худшем — к невозможности извлечения из него требуемой информации. Влияние помехи можно ослабить путем аподизации апертуры или двойной фильтрации. В этом случае в информативной части спектра  $G(\omega_x, \omega_y)$  обеспечиваются условия, при которых уровень помехи мал по сравнению с полезным сигналом.

**Аподизация апертуры.** Данный метод основан на выборе такой конфигурации зрачка, спектр которого локализуется вдоль направлений, не совпадающих с направлениями считывания полезного сигнала. В этом случае спектр апертуры в направлении считывания затухает быстрее спектра теневого изображения изделия.

Рассмотрим важный для практики случай контроля одномерного объекта (экрана) шириной  $D$  с пропусканием





$$\tilde{f}(x) = 1 - \text{rect}(x/D). \quad (5)$$

Соответствующее ему негативное изображение (щель) описывается выражением  $f(x) = 1 - \tilde{f}(x) = \text{rect}(x/D)$ , а его спектр

$$F(\omega_x, \omega_y) = \mathcal{F}\{f(x)\} = [2 \sin(\omega_x D/2)/\omega_x] \delta(\omega_y).$$

Спектр апертуры в этом случае с учетом (2) можно представить в виде

$$T(\omega_x, \omega_y) = \int_{-A/2}^{A/2} \int_{-t(x)}^{t(x)} e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy = 2 \int_{-A/2}^{A/2} \frac{\sin[\omega_y t(x)]}{\omega_y} e^{-j\omega_x x} dx.$$

Форма апертуры. Параметр $\alpha$	Вид функции $t(x)$ $-A/2 < x < A/2$	Спектр $T(\omega)$	Закон затухания
Прямоугольная, $\alpha = 0$ 	$\frac{A}{2} \text{rect}(x/A),$ $t(x + A/2) = \text{const}$ $x \rightarrow -\frac{A}{2}$	$\sin(\omega A/2)/\omega$	$\omega^{-1}$
Круглая, $\alpha = 1/2$ 	$\sqrt{(A/2)^2 - x^2},$ $t(x + A/2) \sim (x + A/2)^{1/2}$ $x \rightarrow -\frac{A}{2}$	$J_1(\omega A/2)/\omega$	$\omega^{-3/2}$
Треугольная, $\alpha = 1$ 	$\frac{A}{2} \Lambda\left(\frac{2x}{A}\right) = \begin{cases} 1-2 x /A, &  x  \leq A/2; \\ 0, &  x  > A/2, \end{cases}$ $t(x + A/2) \sim x + A/2$ $x \rightarrow -\frac{A}{2}$	$\sin^2(\omega A/4)/\omega^2$	$\omega^{-2}$
Гладкая, $\alpha = 3$ 	$3\Lambda(4x/A) \otimes \Lambda(4x/A),$ $t(x + A/2) \sim (x + A/2)^3$ $x \rightarrow -\frac{A}{2}$	$\sin^4(\omega A/8)/\omega^4$	$\omega^{-4}$

При  $\omega_y = 0$

$$T(\omega_x, 0) = T(\omega_x) = 2 \int t(x) e^{-j\omega_x x} dx. \quad (6)$$

С учетом этого выражение (4) приводится к виду

$$G(\omega) = T(\omega) - T(\omega) \otimes e^{-j\omega x_0} F(\omega). \quad (7)$$

Здесь  $\omega = \omega_x$ , а полезный сигнал

$$F(\omega) = \mathcal{F}\{\text{rect}(x/D)\} = 2(\sin(\omega D/2)/\omega). \quad (8)$$

Для извлечения из (7) информации о параметре  $D$  необходимо, чтобы спектр апертуры вдоль оси  $\omega$  затухал быстрее, чем  $\omega^{-1}$ . Это накладывает определенные ограничения на конфигурацию апертуры, т. е. на граничную функцию  $t(x)$ . Известно, что скорость затухания спектра функции  $t(x)$  определяется степенью ее гладкости  $\alpha$ : при  $t(x) \sim (x + A/2)^\alpha$  и  $x \rightarrow -A/2$  спектр этой функции  $T(\omega) \sim \omega^{-(1+\alpha)}$  для  $|\omega| \rightarrow \infty$  [8].

Для сравнения отметим, что в случае прозрачного объекта (щель) спектр мощности (при  $t(x) = \text{const}$ ) описывается функцией  $|F(\omega)|^2 \sim \sin^2(\omega D/2)/\omega^2$ , а связь между  $\omega_0$  — расстоянием между минимумами в спектре — и параметром  $D$  дается простым соотношением  $D = 2\pi/\omega_0$ .

Нами исследовались спектры апертур, вписанных в квадрат  $A \times A$  с различной степенью гладкости их граничных кривых  $t(x)$ . Конфигурации апертур и соответствующие им функции  $t(x)$  и  $T(\omega)$  показаны в таблице. Здесь же приведены данные для типичных апертур: прямоугольной и круглой. Можно видеть, что медленнее всего затухает спектр прямоугольной апертуры ( $\alpha = 0$ ). Поскольку скорость его затухания такая же, как и полезного сигнала (8), то, очевидно, что такая апертура для измерительных целей непригодна. Значительно быстрее затухает спектр треугольной апертуры, у которой граничная функция  $t(x)$  (результат свертки двух прямоугольных) непрерывна, а ее первая производная разрывна ( $\alpha = 1$ ). Круглая апертура ( $\alpha = 1/2$ ) занимает промежуточное положение. Если теперь в качестве аподизирующей выбрать «гладкую»

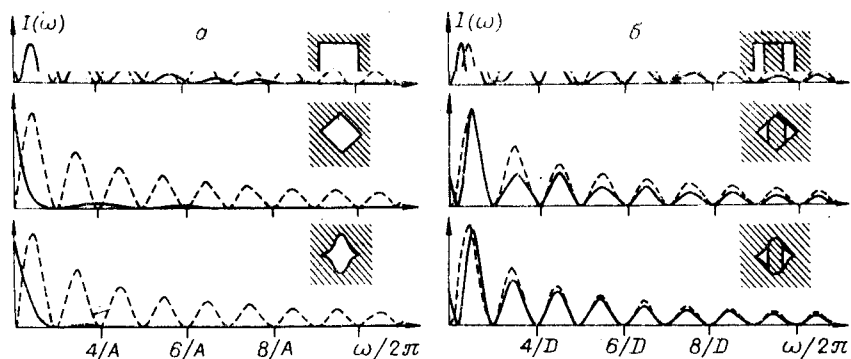


Рис. 2.

апертуру, конфигурация которой соответствует свертке двух треугольных функций ( $\alpha = 3$ ), то влияние помехи можно ослабить еще сильнее.

Изложенное иллюстрируется графиками рис. 2. Здесь приведены спектры исходных апертур (а) и искаженные спектры объекта (б) при  $D/A = 1/2$  (б) (штриховой линией на рис. 2, а, б показаны соответственно спектры прямоугольной апертуры шириной  $A$  и щели шириной  $D$ ). Можно видеть, что в случае прямоугольной и круглой апертур паразитная модуляция спектра изделия в значительной степени затрудняет извлечение информации о его размере  $D$ . В остальных случаях уровень искажений заметно ниже. Тем не менее они приводят к смещению минимумов дифракционной картины и, следовательно, к остаточным погрешностям измерения  $D$ . Выясним характер поведения этих погрешностей от параметров фурье-анализатора.

Относительная погрешность вычисления среднего значения  $\bar{\omega}$  между минимумами спектра [2]

$$\delta = \Delta D/D = \Delta \bar{\omega} / \bar{\omega} \approx \Delta \omega / \omega_0,$$

где  $\Delta \omega = \bar{\omega} - \omega_0$  — абсолютная погрешность измерения  $\bar{\omega}$ ;  $\omega_0 = 2\pi/D$  — расстояние между минимумами неискаженного спектра (8).

Пусть  $N = n_2 - n_1$  — количество дифракционных порядков, используемых для определения  $\bar{\omega}$ . Тогда

$$\delta = (\Delta \omega_{n_1} - \Delta \omega_{n_2}) / N \omega_0. \quad (9)$$

Здесь  $\Delta \omega_{n_1}$  и  $\Delta \omega_{n_2}$  — смещения положений соответственно  $n_1$ -го и  $n_2$ -го минимумов от их эквидистантных положений  $\omega_{n_1} = n_1 \omega_0$  и  $\omega_{n_2} = n_2 \omega_0$  вследствие влияния апертуры.

Определим теперь относительное смещение  $n$ -го минимума дифракционной картины  $\Delta \omega_n / \omega_0 = (n \omega_0 - \omega_n) / \omega_0$  при использовании треугольной аподизирующей апертуры. Соответствующий спектр легко вычислить, исходя из входного распределения, которое можно представить суперпозицией двух простых изображений (рис. 3, а). Далее учтем, что

$$G(\omega) = \mathcal{F}\{g(x)\},$$

где  $g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) dy$  имеет вид, приведенный на рис. 3, б.

Расчеты показывают, что при выполнении условий  $D < A$  и  $|x_0| < (A - D)/2$

$$G(\omega) = e^{-j\omega x_0} \frac{\sin(\omega D/2)}{\omega} + \frac{4 \cos(\omega A/2)}{A\omega^2} - 4e^{-j\omega x_0} \frac{\cos(\omega D/2)}{A\omega^2} - 4j \frac{x_0}{A} e^{-j\omega x_0} \frac{\cos(\omega D/2)}{\omega} - \frac{2D}{A} e^{-j\omega x_0} \frac{\sin(\omega D/2)}{\omega}. \quad (10)$$

Вычисляя положение минимумов из уравнения  $d|G(\omega)|^2/d\omega = 0$  и полагая, что смещение  $\Delta\omega_n \ll \omega_n = (2\pi/D)n$  (положение  $n$ -го минимума  $\tilde{\omega}_n = \omega_n + \Delta\omega_n$ ) для  $\Delta\omega_n/\omega_n$ , получим

$$\frac{\Delta\omega_n}{\omega_n} \approx \frac{D}{\pi^2 A n} \frac{(1 - D/A) - (-1)^n [(1 - D/A) \cos(\pi n A/D) \times \cos(2\pi n x_0/D) - (x_0/D) \sin(\pi n A/D) \sin(2\pi n x_0/D)]}{(1 - D/A)^2 - ((-1)^n / \pi n) [(1 - D/A) \sin(\pi n A/D) \times \cos(2\pi n x_0/D) - (2x_0 D/A^2) \cos(\pi n A/D) \sin(2\pi n x_0/D)]}. \quad (11)$$

Можно видеть, что  $\Delta\omega_n/\omega_n$  сложным образом зависит от параметров  $x_0$ ,  $D$ ,  $A$  и  $n$ ; в частности, зависимость от  $x_0$  (положение изделия в апертуре) носит колебательный характер. Выделяя в правой части (11) огибающую, характеризующую максимальную погрешность  $\Delta\omega_n/\omega_n$ , окончательно будем иметь

$$\Delta\omega_n/\omega_n \leq (2D/\pi^2 A n)(1/(1 - D/A)). \quad (12)$$

Отсюда погрешность измерения объекта размером  $D$  согласно (9) равна

$$\delta_1 \approx 2D(1/n_1 - 1/n_2)/\pi^2 N A (1 - D/A) = 2D/\pi^2 A n_1 n_2 (1 - D/A). \quad (13)$$

Из (13) видно, что величина  $\delta_1$ , с одной стороны, обуславливается отношением параметра  $D$  к размеру апертуры  $A$ , а с другой — считываемой областью частот в спектре (параметры  $n_1$  и  $n_2$ ); причем расширение полосы и смещение ее центра в область высоких частот (большие  $n_1$  и  $n_2$ ) ведут к заметному уменьшению  $\delta_1$ . На практике, однако, выбор параметров  $n_1$  и  $n_2$  определяется энергетическими соображениями.

На рис. 4, а приведена зависимость погрешности  $\delta_1$  от параметра  $D/A$  (сплошная линия) при  $n_1 = 4$  и  $n_2 = 14$  ( $N = 10$ ). Максимальное значение этой погрешности при  $D/A = 0,3$  не превышает 0,2%, что при  $D = 10$  мм составляет  $\pm 20$  мкм.

Так как оценка (13) является приближенной, то нами с помощью ЭВМ проведено более точное вычисление остаточных погрешностей. Входное распределение  $g(x) = t(x)f(x - x_0)$  дискретизировалось на интервале  $[-L/2, L/2]$ , и вычислялись амплитудный спектр  $G(m\Delta\nu)$  ( $\Delta\nu = 1/L$ ) и спектр мощности  $|G(m\Delta\nu)|^2$ . По полученным отсчетам находились координаты  $n_1$ -го и  $n_2$ -го минимумов. Далее их положение уточнялось путем интерполяции по 5 отсчетам функции  $|G(m\Delta\nu)|^2$  в окрестности минимума. В результате методическая погрешность вычислений была уменьшена до  $10^{-3}\%$ , что на порядок ниже ожидаемой величины погрешности  $\delta_1$ .

Результаты моделирования свидетельствуют о том, что прямоугольная и круглая апертуры вызывают большие искажения спектра:  $\delta_1 = 5 \div 10\%$ . Треугольная апертура дает значительно меньшие значения погрешности  $\delta_1$ . Зависимость этой погрешности от параметра  $D/A$  ( $A = 20$  мм) пока-

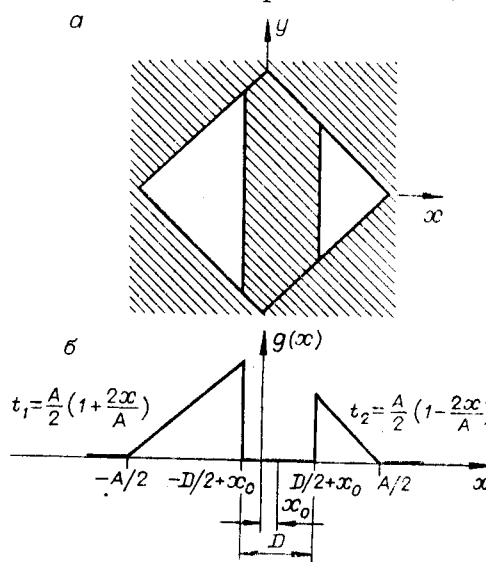


Рис. 3.

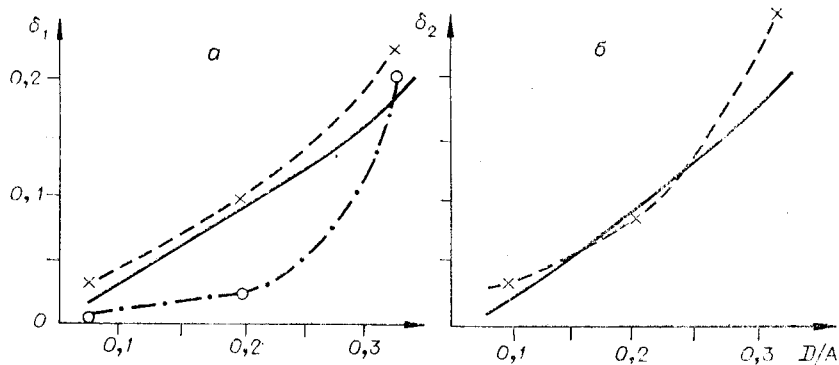


Рис. 4.

зана на рис. 4, *a* штриховой линией. Можно отметить удовлетворительное согласие результатов расчета и оценки (13).

Использование гладкой апертуры позволяет еще в большей степени снизить погрешность измерения  $D$ . Однако, как можно видеть из графика рис. 4, *a* (штрихпунктирная линия), этот эффект проявляется для изделий, размеры которых существенно меньше размеров апертуры. Так, при  $D/A = 1/20$  значение  $\delta_1$  в среднем в 15 раз меньше соответствующей погрешности для треугольной апертуры: при  $D/A = 1/3$  погрешности приблизительно одинаковы. Это объясняется тем, что с увеличением степени гладкости аподизирующей функции резко снижается эффективная ширина апертуры, в результате чего размер центрального максимума спектра становится сравнимым с периодом дифракционной картины от объекта. Свертка этого максимума со спектром изделия, несимметричного в окрестности минимумов, приводит к смещению положения его нулей.

Таким образом, применение аподизирующих апертур позволяет в десятки раз повысить точность дифракционного метода измерений размеров непрозрачных изделий. Так как аподизирующие свойства бинарных апертур проявляются лишь в определенных направлениях, то это накладывает ограничения на форму контролируемых изделий. Избежать этого недостатка можно путем двойной фильтрации апертуры.

**Двойная фильтрация.** Суть метода можно понять из рис. 5, где представлена оптическая схема модифицированного фурье-анализатора, содержащего, наряду с фурье-объективом 3, дополнительные элементы: полосовой фильтр пространственных частот 4, проецирующий объектив 5 и полевую диафрагму 6.

При освещении плоской монохроматической волной света непрозрачного объекта 1, ограниченного апертурой 2, в задней фокальной плоскости  $P_1$  объектива 3 формируется спектр входного распределения. Проецирующий объектив 5

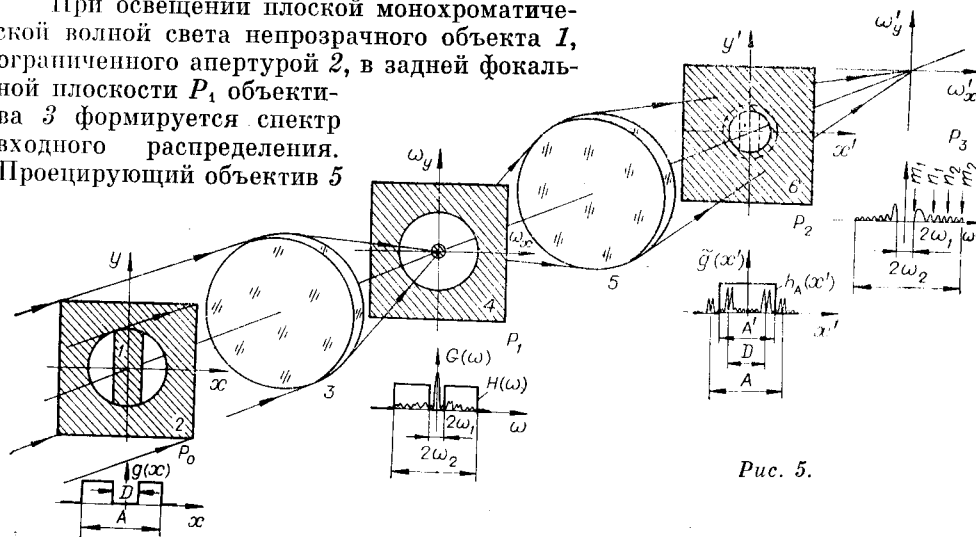


Рис. 5.

переносит изображение этого спектра в выходную плоскость  $P_3$ , при этом в промежуточной плоскости  $P_2$ , сопряженной с  $P_0$ , формируется изображение объекта и апертуры. Наличие в частотной плоскости  $P_1$  полосового фильтра приводит к окоптуриванию этого изображения [9]. Если теперь в плоскости  $P_2$  поместить полевую диафрагму, которая перекрывает контур апертуры, но пропускает контурное изображение изделия, то в формировании выходного спектра будут участвовать только волны, дифрагированные на объекте. Очевидно, что это имеет место для объекта произвольной конфигурации.

На рис. 6 приведены теневое изображение исходного объекта на фоне апертуры (рис. 6, а), его спектр (рис. 6, б) и спектр того же объекта после фильтрации (рис. 6, в).

Точность метода определяется эффектом Гиббса, возникающим из-за прямоугольного характера передаточной функции полосового фильтра. В этом случае окоптуренное изображение края изделия состоит из разделенных минимумом двух центральных и многочисленных боковых лепестков, причем положение центрального минимума соответствует геометрическому краю объекта [9]. Так как в пределах полевой диафрагмы количество лепестков слева и справа от основных неодинаково (см. плоскость  $P_2$  на рис. 5), то центр тяжести контура смещен относительно края объекта. Для контура второго края это смещение направлено в противоположную сторону, что может приводить к погрешности измерения. Так как при перемещении изделия центры тяжести контуров периодически сдвигаются относительно его геометрических краев, в погрешности  $\delta$  следует ожидать появления колебательной составляющей.

При оценке остаточных искажений спектра объекта для упрощения расчетов ограничимся одномерным случаем, заменив объект (экран) двумя точечными источниками света с противоположными фазами, размещенными на краях изделия. Такое приближение справедливо в области высоких частот, соответствующих спектру резких переходов свет — тень в изображении изделия.

Итак, пусть пропускание объекта

$$f(x) = \delta(x + D/2 - x_0) - \delta(x - D/2 - x_0), \quad (14)$$

а окоптуривающего бинарного фильтра

$$H(\omega) = \text{rect}(\omega/2\omega_2) - \text{rect}(\omega/2\omega_1), \quad (15)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — граничные (нижняя и верхняя) частоты фильтра.

Тогда, учитывая, что спектр объекта

$$F(\omega) = \mathcal{F}\{f(x)\} = 2e^{-j\omega x_0} \sin(\omega D/2), \quad (16)$$

для амплитудных распределений на выходе окоптуривающего фильтра 4 и полевой диафрагмы 6 (см. рис. 5) соответственно имеем

$$G(\omega) = F(\omega)H(\omega), \quad (17)$$

$$\tilde{g}(x') = \mathcal{F}^{-1}\{F(\omega)H(\omega)\}h_A(x'). \quad (18)$$

Здесь  $h_A(x') = \text{rect}(x'/A)$  — пропускание диафрагмы 6 ( $A$  — ее размер, приведенный ко входу).

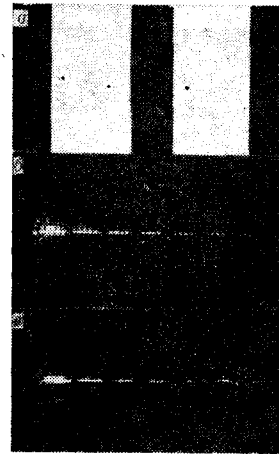


Рис. 6.

С учетом (14)–(18) окончательно для спектра  $\tilde{G}(\omega)$  в выходной плоскости  $P_3$  получим

$$\tilde{G}(\omega) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{g}(x')\} = \int_{-A/2}^{A/2} e^{-j\omega x} \left\{ \int_{\omega_1}^{\omega_2} \sin(\omega D) e^{-j\omega(x+x_0)} d\omega + \int_{-A/2}^{-\omega_1} \sin(\omega D) e^{-j\omega(x+x_0)} d\omega \right\} dx \quad (19)$$

Очевидно, что первый член равен  $j\pi e^{-j\omega x_0} \sin(\omega D/2)$ , где  $\omega_1 \leq \omega \leq \omega_2$ . При оценке остальных интегралов учтем, что подынтегральное выражение убывает по закону  $\sim x^{-1}$ . Опуская в (19) второй член, описывающий спектр в области  $-\omega_2 < \omega < -\omega_1$ , окончательно получим, что

$$\tilde{G}(\omega) \approx \frac{e^{-j\omega A/2} e^{j\omega_2(A/2-D/2-x_0)}}{(\omega_2 - \omega)(A/2 - D/2 - x_0)} + \frac{e^{-j\omega A/2} e^{j\omega_1(A/2-D/2-x_0)}}{(\omega - \omega_1)(A/2 - D/2 - x_0)} - \frac{e^{j\omega A/2} e^{-j\omega_2(A/2-D/2+x_0)}}{(\omega_2 - \omega)(A/2 - D/2 + x_0)} - \frac{e^{j\omega A/2} e^{-j\omega_1(A/2-D/2+x_0)}}{(\omega - \omega_1)(A/2 - D/2 + x_0)} \quad (20)$$

где  $\omega_1 \leq \omega \leq \omega_2$ . Решая уравнение  $d|\tilde{G}(\omega)|^2/d\omega = 0$  и сохраняя члены с максимальным вкладом, для относительной погрешности определения  $\delta$  найдем

$$\delta_2 \approx \frac{2D}{\pi^3 N A (1 - D/A - 2x_0/A)} \left\{ \frac{(-1)^{n_1 - m_1} \sin[(2\pi/D)(n_1 - m_1)(A/2 - x_0)]}{n_1 - m_1} + \frac{(-1)^{m_2 - n_2} \sin[(2\pi/D)(m_2 - n_2)(A/2 - x_0)]}{m_2 - n_2} \right\}, \quad (21)$$

где  $m_1, m_2$  — номера дифракционных порядков, пропускаемых оконтуривающим фильтром, а  $n_1, n_2$  — номера порядков, по которым определяется размер  $D$  (см. плоскость  $P_3$  на рис. 5), причем  $n_1 > m_1, m_2 > n_2$ .

Огибающая правой части (21) дает следующую оценку максимальной погрешности  $\delta_2$ :

$$\delta_2 \leq [2D(M - N)/\pi^3 A N (n_1 - m_1)(m_2 - n_2)] [1/(1 - D/A - 2x_0/A)]. \quad (22)$$

Видно, что при двойной фильтрации апертуры величина  $\delta_2$  также зависит от параметра  $D/A$ . Смещение изделия в направлении оси  $x$  проявляется в периодическом изменении погрешности, что находится в соответствии с рассмотренной выше моделью ее формирования. Амплитуда  $\delta_2$  при этом возрастает по мере приближения контуров объекта к краям полевой диафрагмы. Так, при  $x_0 = D/2$  имеет место двойное увеличение  $\delta_2$ .

При заданном отношении  $D/A$  уменьшение  $\delta_2$  обеспечивается надлежащим выбором ширины полосы регистрируемых частот в спектре (параметр  $N$ ). Эта полоса должна быть заметно меньше полосы частот  $\omega_2 - \omega_1$ , пропускаемой оконтуривающим фильтром, чтобы исключить граничные порядки ( $n_1 - m_1 \gg 1, m_2 - n_2 \gg 1$ ). На рис. 4, б приведен график зависимости (сплошная линия) погрешности  $\delta_2$  от  $D/A$  при  $n_1 - m_1 = m_2 - n_2 = 4, N = 12, M = 20$  для несмещенного объекта ( $x_0 = 0$ ). При указанных значениях параметров погрешность измерения  $\delta_2$  оказывается сравнимой с остаточной погрешностью  $\delta_1$  (см. рис. 4, а).

Моделирование дало результаты, согласующиеся в общих чертах с оценкой (22). Как и следовало ожидать, величина погрешности практически не зависит от вида апертуры. На рис. 4, б представлены результаты



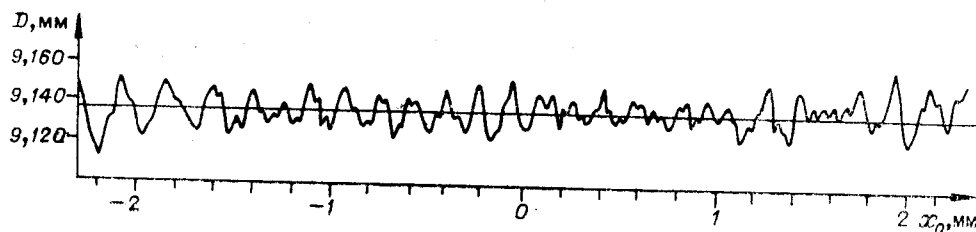


Рис. 7.

лидифференцированного фурье-анализатора к смещениям объекта, что может быть снижено путем дополнительной аподизации передаточной функции полосового фильтра [9].

**Результаты экспериментов.** Исследования проведены с помощью лазерного дифракционного измерителя (ЛДИ), разработанного в ИАПЭ СО АН СССР совместно с промышленностью. Оптическая схема этого прибора содержит два канала: низкочастотный — для формирования спектра изделия (путем двойной фильтрации входной апертуры) и его считывания и высокочастотный (на базе интерферометра Майкельсона) — для прецизионного определения расстояний между минимумами дифракционной картины.

Входная апертура прибора была круглой (диаметр 20 мм). Контролируемые изделия — цилиндры с  $D = 9$  мм. При отсутствии в системе полевой диафрагмы (элемент 6 на рис. 5) относительная погрешность измерения диаметра  $D$  составила 1%. Введение этой диафрагмы позволило при тех же условиях снизить погрешность измерений в 5 раз.

Получена зависимость измеренного размера  $D$  от смещения изделия в рабочем поле прибора. В этом случае изделие смещалось относительно оптической оси прибора в пределах  $\pm 2,5$  мм с шагом 0,02 мм. Показания прибора на каждом шаге фиксировались цифрорпечатающим устройством. Результаты измерения размера  $D$  в зависимости от смещения  $x_0$  приведены на рис. 7. Видно, что при  $|x_0| > 1,5$  мм погрешность измерения начинает возрастать. Это находится в соответствии с формулой (22). В центральной области рабочего поля суммарная ошибка измерения, в которую входит погрешность, обусловленная шумами электронного блока, не превышает 0,3% ( $D/A \approx 0,5$ ).

**Заключение.** При контроле размеров непрозрачных изделий дифракционными методами точность измерений во многом определяется конечными размерами апертуры. Нами исследованы два способа уменьшения ее влияния на спектр изделия: первый из них основан на аподизации апертуры, второй — на фильтрации ее спектра. Показано, что остаточная погрешность в значительной степени зависит от относительного размера объекта ( $D/A$ ) и области частот спектра, используемой при измерениях. При  $D/A = 1/3$  погрешность измерения уменьшается с 5–10 до 0,2%, т. е. в десятки раз.

Из анализа погрешностей измерения при применении треугольной и «гладкой» апертур (результат свертки двух треугольных) следует, что при  $D/A \ll 1$  последняя оказывается более эффективной (погрешность меньше более чем на порядок). Однако при увеличении  $D/A$  этот выигрыш заметно сокращается и для  $D/A = 1/3$  остаточные погрешности оказываются сравнимыми по величине.

Смещение изделия в апертуре приводит к появлению в погрешности колебательной составляющей, уровень которой при двойной фильтрации апертуры несколько выше, чем при аподизации, что объясняется прямо-

угольным характером передаточной функции оконтуривающего фильтра. Уменьшить эту погрешность можно путем дополнительной аподизации этой функции.

Результаты лабораторных испытаний прибора ЛДИ, в котором реализован способ двойной фильтрации, согласуются в основном с расчетными. Экспериментально достигнутый уровень погрешности измерения 0,2%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении.— Л.: Машиностроение, 1978.
2. Бычков Р. М., Коронкевич В. П., Чугуй Ю. В. Измерение параметров резьбы когерентно-оптическим методом.— ОМП, 1977, № 11.
3. Бычков Р. М., Коронкевич В. П., Соловьев Н. Г., Чугуй Ю. В. Измерение параметров резьбовых изделий по пространственному спектру.— В кн.: Всесоюз. конф. по голографии: Тез. докл. Ульяновск, 1978.
4. Астафьева Т. Б. и др. Применение методов когерентной оптики для контроля геометрических параметров изделий.— В кн.: Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ: Всесоюз. конф. Новосибирск: ИАиЭ СО АН СССР, 1979.
5. Бахрах Л. Д., Колосов Ю. А., Курочкин А. П., Троицкий В. И. Решение задачи синтеза при помощи когерентной оптической системы.— В кн.: Антенны/Под ред. А. А. Цистолькорса. М.: Связь, 1969, вып. 5.
6. Митрофанов А. С., Тарлыков В. А. Влияние положения щели в гауссовом пучке на точность определения ее размера по дифракционной картине Фраунгофера.— В кн.: Вопросы квантовой электроники: Труды ЛИТМО. Л., 1978.
7. Blodgett J. A., Easton R. L. Two-stage spatial filtering for diffraction pattern analysis.— Appl. Opt., 1980, vol. 20, N 6.
8. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике.— М.: Мир, 1971.
9. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. Качественное оконтуривание двумерных теневых изображений.— Автометрия, 1979, № 1.

*Поступила в редакцию 16 января 1984 г.*

УДК 681.7.06 : 681.723.24

**В. П. ПЕТРОВ, С. И. СОСКИН**

*(Новосибирск)*

### МИКРОЛИНЗОВЫЕ ЭКРАНЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ПРОЕКЦИОННЫХ ПРИБОРОВ

Экраны оптических проекционных приборов в значительной мере определяют яркость и качество наблюдаемого оператором изображения, а также возможность работы с проектором в незатемненном помещении. При этом реализация высокой разрешающей способности достигается путем уменьшения размеров светорассеивающих элементов, а улучшение энергетических характеристик — путем повышения светопропускания и формирования диаграммы с направленным светорассеянием. В настоящее время одним из лучших серийно выпускаемых экранов является восковой экран (ЭВ), но он имеет невысокое светопропускание и излишне широкую диаграмму рассеяния. Вопросам улучшения энергетических характеристик посвящены статьи [1, 2]. Характерная черта этих экранов — многослойность их конструкций. На один из слоев проецируется изображение, остальные — формируют диаграмму рассеяния и увеличивают пропускание экрана. Однако технология изготовления этих экранов довольно сложна.

В данной работе приводятся результаты исследования микролинзовых экранов (ЭМЛ) со случайным расположением микролинз. При простой технологии изготовления ЭМЛ не уступают по своим характери-