

ТРЕХМЕРНАЯ ОПТИКА

УДК 535.42:535.31:53.082.5

Ю. В. Чугуй

(Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И ОКОНТУРИВАНИЯ
ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕМНЫХ ТЕЛ
В КОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ

Большинство методов оптического контроля геометрических параметров изделий основано на формировании их теневых изображений и определении в них расстояний между координатами, соответствующими границам (краям) объекта. Для плоских объектов (нулевой толщины) изображение края в дифракционно-ограниченной оптической системе, как известно, размыто [1]. При этом геометрическому положению края (полуплоскости) в его когерентном изображении соответствует координата, в которой интенсивность света составляет 25 % от значения ее в удаленных от края освещенных участках. Это обстоятельство усложняет процедуру измерения. Поэтому закономерен интерес к использованию для измерительных целей контурных изображений, формируемых когерентно-оптическими методами [2]. Профиль изображения границы в этом случае симметричен и в зависимости от типа используемого высокочастотного фильтра имеет вид либо двух основных максимумов с провалом посередине, либо одинарного основного максимума, причем координаты провала и одинарного максимума соответствуют геометрическому положению края объекта.

При переходе к объемным телам, составляющим большой класс объектов, указанные представления оказываются приближенными и могут приводить к значительным ошибкам. В настоящей работе на основе предложенной нами в [3, 4] модели эквивалентных диафрагм изучены особенности формирования и оконтуривания в когерентном свете изображений типичного элемента протяженного объекта — объемного абсолютно поглощающего края («объемной» полуплоскости).

Обратимся к стандартной когерентно-оптической системе формирования и фильтрации изображений объектов (рис. 1). Предположим

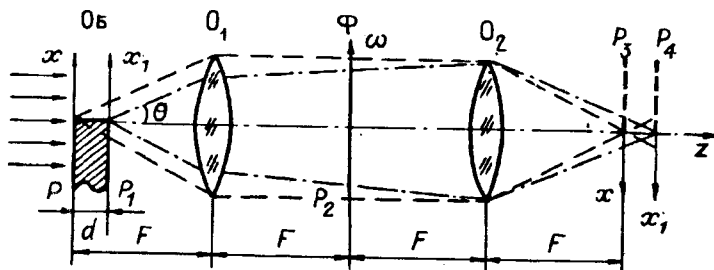


Рис. 1

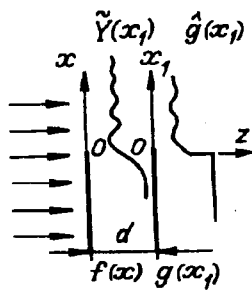


Рис. 2

сначала, что на входе системы в плоскости P размещен плоский объект (Об) (протяженность $d = 0$) с амплитудным пропусканием $f(x)$. Тогда, как известно [1], при освещении его плоской монохроматической волной света в плоскости P_2 объективом O_1 формируется спектр

$$F(\omega) = \mathcal{F}\{f(x)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)e^{-j\omega x} dx,$$

где $\mathcal{F}\{\cdot\}$ — оператор прямого преобразования Фурье; $\omega = k\theta$ — пространственная частота (рад/мм) ($k = 2\pi / \lambda$ — волновое число; λ — длина волны света; θ — угол дифракции). Далее он модулируется фильтром пространственных частот (Φ) с передаточной функцией $H(\omega)$ и объективом O_2 подвергается обратному преобразованию Фурье. В результате в плоскости P_3 формируется амплитудное распределение $\hat{f}(x)$, соответствующее свертке объекта $f(x)$ с импульсной реакцией фильтра $h(x)$, т. е.

$$\hat{f}(x) = \mathcal{F}^{-1}\{F(\omega)H(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega)H(\omega)e^{j\omega x} d\omega = f(x) \otimes h(x),$$

где

$$h(x) = \mathcal{F}^{-1}\{H(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H(\omega)e^{j\omega x} d\omega,$$

а символ \otimes обозначает свертку ($\mathcal{F}^{-1}\{\cdot\}$ — оператор обратного преобразования Фурье).

Выберем далее в качестве протяженного объекта типичный элемент объемных тел — объемный край толщиной d с абсолютно поглощающей боковой гранью, перпендикулярной его передней и задней граням (рис. 2), и поместим этот объект в оптическую систему так, чтобы передняя грань его лежала в плоскости P , а боковая — касалась оптической оси системы z . Исследуем на примере объемного края особенности формирования и оконтуривания изображений объемных тел постоянной толщины. В соответствии с моделью эквивалентных диафрагм оптические свойства такого объекта будем характеризовать двумя граничными функциями $f(x)$ и $g(x)$, соответствующими прозрачности передней и задней грани (см. рис. 2):

$$f(x) = Y(x); \quad (1a)$$

$$g(x) = Y(x), \quad (16)$$

где $Y(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда [5]. Изображения граней наблюдаются в плоскостях P_3 и P_4 , отстоящих друг от друга на расстоянии d , и в силу объемных свойств даже в отсутствие фильтра могут заметно отличаться от входных распределений (1а, б).

Для нахождения распределений в P_3 и P_4 рассмотрим сначала преобразования полей в идеальной (безабберационной и дифракционно-неограниченной) оптической системе, а затем обобщим полученные результаты на случай дифракционно-ограниченной системы. С этой целью воспользуемся выражением для спектра объемного края, полученным в [4]:

$$F(\theta) = \pi\delta(k\theta) + \frac{\tilde{Y}(\theta d)}{jk\theta} + 0,5\frac{e^{jk\theta^2 d/2}}{jk\theta}, \quad (2)$$

где $\tilde{Y}(z) = \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\lambda d}} \int_{-\infty}^{+\infty} Y(\xi) \exp\left[\frac{jk}{2d}(z - \xi)^2\right] d\xi$ — френелевский образ функции $Y(z)$. Отметим, что первый член в (2) описывает прошедшую волну, второй — дифракцию света на передней грани с учетом виньетирования дифрагировавших волн задней гранью и, наконец, последний член соответствует вторичной дифракции света на задней грани.

Если теперь распределение (2) представить в эквивалентном виде:

$$F(\theta) = [\pi\delta(k\theta) + \frac{1}{jk\theta}] \tilde{Y}(\theta d) + 0,5 [\pi\delta(k\theta) + \frac{1}{jk\theta}] e^{jk\theta^2 d/2}, \quad (2a)$$

то, воспользовавшись соотношением $\mathcal{F}^{-1}\{\tilde{Y}(\theta d)\} = 0,5\delta(x) + \frac{j}{2\pi} \frac{e^{-jkx^2/2d}}{x}$, для поля в плоскости P_3 в результате обратного преобразования Фурье можно получить выражение

$$\hat{f}(x) = \mathcal{F}^{-1}\{F(\theta)\} = 0,5Y(x) + \frac{j}{2\pi} [Y(x) \otimes \frac{e^{-jkx^2/2d}}{x}] + 0,5\tilde{Y}^*(x), \quad (3)$$

где $\tilde{Y}^*(z)$ — функция, комплексно-сопряженная $\tilde{Y}(z)$. Видно, что распределение (3) состоит из трех компонентов, первый и второй из которых соответствуют сфокусированному и размытому изображению передней грани, а третий описывает расфокусированное изображение задней грани.

Очевидно, что поле в плоскости P_4 совпадает с полем в P_2 :

$$\hat{g}(x_1) = \tilde{Y}(x_1) Y(x_1) \quad (4)$$

— и в отличие от (3) имеет вид ярко выраженной ступеньки.

Проанализируем поля в предельных случаях, когда объемные эффекты слабо выражены и когда они значительны. Очевидно, их уровень определяется поведением аргумента френелевского ядра $e^{jkx^2/2d}$ в наблюдаемой области $[-D, D]$. Указанные эффекты соответствуют следующим условиям:

$$\frac{kD^2}{2d} \gg \pi \quad \text{или} \quad N^2 \gg 1; \quad (5)$$

$$\frac{kD^2}{2d} \ll \pi \text{ или } N^2 \ll 1, \quad (6)$$

где $N = D/\sqrt{\lambda d}$ — число зон Френеля на интервале $[0, D]$. Эти условия в спектральном представлении с учетом того, что размеру D соответствует угол дифракции $\theta_0 = \lambda/D$, согласно (2), принимают вид

$$\frac{k\theta_0^2 d}{2} \ll \pi \text{ или } \theta_0^2 \ll \theta_{кр}^2; \quad (5a)$$

$$\frac{k\theta_0^2 d}{2} \gg \pi \text{ или } \theta_0^2 \gg \theta_{кр}^2, \quad (6a)$$

где $\theta_{кр} = \sqrt{\frac{\lambda}{d}}$ соответствует критическому углу, при котором наиболее полно проявляются объемные эффекты, причем $\theta_{кр}/\theta_0 = N$.

При малых объемных эффектах ($N \gg 1$) из (2) с учетом разложения $\tilde{Y}(\theta d) = [0,5 + e^{-j\pi/4} \sqrt{\frac{d}{\lambda}} \theta]$ в области $|\theta| < \theta_{кр}$ для поля (3) можно получить выражение

$$\hat{f}(x) = Y(x) - \frac{e^{j\pi/4} \sqrt{\lambda d}}{2\pi} \delta(x) + \frac{\lambda d}{8\pi} \delta'(x). \quad (3a)$$

Для вычисления поля $\hat{g}(x_1)$ в плоскости P_4 следует принять во внимание, что оно связано с распределением (3a) соотношением $\hat{g}(x_1) = \hat{f}(x_1) \otimes e^{jkx^2/2d}$, и, таким образом, спектр его соответствует функции $F(\theta)e^{-jk\theta^2 d/2}$ [5]. Используя (2), в результате несложных вычислений имеем

$$\hat{g}(x_1) = Y(x_1) - \frac{e^{j\pi/4} \sqrt{\lambda d}}{2\pi} \delta(x_1) - \frac{\lambda d}{8\pi} \delta'(x_1). \quad (4a)$$

Из анализа (3a) и (4a) следует, что при $N \gg 1$ в изображениях распределений (1a) и (1б), наряду с полезной составляющей, появляются компоненты, приводящие к искажениям входных полей в граничных точках $x = x_1 = 0$ вследствие вторичной дифракции света на задней грани.

В случае значительных объемных эффектов ($N \ll 1$) с учетом асимптотического выражения для $\tilde{Y}(x) = 0,5 + \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\lambda d}} x$ поля (3) и (4) преобразуются к виду

$$\hat{f}(x) = 0,25 + 0,5Y(x) + \frac{j}{2\pi} [Y(x) \otimes \frac{1}{x}] + \frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{\lambda d}} x; \quad (36)$$

$$\hat{g}(x_1) = Y(x_1) \left[0,5 + \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\lambda d}} x_1 \right]. \quad (46)$$

При достаточно малых N , когда последними членами в (36) и (46) с хорошей точностью можно пренебречь, поле $\hat{f}(x)$ (без учета постоянной составляющей) соответствует случаю, когда задняя грань при формировании изображения передней грани играет роль режекторного фильтра, устраняющего отрицательные частоты ($H(\omega) = Y(\omega)$). Результат такой фильтрации, как известно [5], — появление на выходе, наряду с исходным распределением (1а), уменьшенным по амплитуде в 2 раза, его размытого изображения, соответствующего преобразованию Гильберта. Что касается поля (46), то оно в пределе имеет структуру, аналогичную (1б). Имеющее место при этом двойное уменьшение амплитуды объясняется особенностью поведения френелевского образа $\tilde{Y}(x)$ в окрестности точки $x_1 = 0$ при $N \ll 1$.

Исследуем теперь преобразование полей в дифракционно-ограниченной оптической системе, передаточная функция которой

$$H(\omega) = \text{rect}\left(\frac{\omega}{2\omega_0}\right),$$

где $2\omega_0 = 2k\theta_0$ — ширина полосы пропускаемых частот ($2\theta_0$ — угловой размер апертуры системы), а прямоугольная функция

$$\text{rect}(z) = \begin{cases} 1 & \text{для } |z| \leq 0,5; \\ 0 & \text{для } |z| > 0,5. \end{cases}$$

Соответствующая импульсная реакция системы

$$h(x) = \mathcal{F}^{-1}\{H(\omega)\} = \frac{\sin\omega_0 x}{\pi x} \quad (7)$$

имеет вид основного максимума шириной $2D_0 = 2\pi/\omega_0$ и многочисленных боковых лепестков. Отсюда, используя (3а), (4а), (3б) и (4б), нетрудно получить, что при объемных эффектах малых ($N = \frac{\theta_{кр}}{\theta_0} \gg 1$) и значительных ($N \ll 1$) поля в изображениях протяженного края в плоскостях P_3 и P_4 описываются соответственно следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \hat{f}_{\omega_0}(x) = \hat{f}(x) \otimes h(x) = Y(x) \otimes \frac{\sin(\omega_0 x)}{\pi x} - \frac{e^{j\pi/4} \sqrt{\lambda d}}{2\pi^2} \frac{\sin(\omega_0 x)}{x} + \\ + \frac{\lambda d}{8\pi^2} \left[\frac{\sin(\omega_0 x)}{x} \right]'; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\hat{g}_{\omega_0}(x_1) = \hat{g}(x_1) \otimes \dot{h}(x_1) = Y(x_1) \otimes \frac{\sin(\omega_0 x_1)}{\pi x_1} - \frac{e^{j\pi/4} \sqrt{\lambda d}}{2\pi^2} \frac{\sin(\omega_0 x_1)}{x_1} - \frac{\lambda d}{8\pi^2} \left[\frac{\sin(\omega_0 x_1)}{x_1} \right]'; \quad (9)$$

$$\hat{f}_{\omega_0}(x) = \hat{f}(x) \otimes h(x) = 0,25 + 0,5 \left[Y(x) \otimes \frac{\sin(\omega_0 x)}{\pi x} \right] + \frac{j}{2\pi} \left[Y(x) \otimes \frac{\sin^2(\omega_0 x/2)}{x} \right] + \frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{\lambda d}} x; \quad (10)$$

$$\hat{g}_{\omega_0}(x_1) = \hat{g}(x_1) \otimes h(x_1) = 0,5 \left[Y(x_1) \otimes \frac{\sin(\omega_0 x_1)}{\pi x_1} \right] + \frac{e^{-j\pi/4} x_1}{\sqrt{\lambda d}} \left[Y(x_1) \otimes \frac{\sin(\omega_0 x_1)}{\pi x_1} \right] + \frac{e^{-j\pi/4} \cos(\omega_0 x_1)}{\sqrt{\lambda d} \omega_0}. \quad (11)$$

Для примера проанализируем наиболее простой случай, когда объемные эффекты крайне малы, в результате чего последними членами в (8) и (9) можно пренебречь. Очевидно, что для плоских изделий ($d = 0$) изображение края согласно (8) и (9) имеет стандартный вид [5]:

$$\hat{f}_0(x) = Y(x) \otimes \frac{\sin(\omega_0 x)}{\pi x}.$$

Отсюда следует, что интенсивность света $I_0(x) = |\hat{f}_0(x)|^2$ в точке $x = 0$ (соответствующей геометрическому положению края) равна $I_0(0) = 0,25$. В случае протяженного края наличие задней грани приводит к искажению профиля его изображения. Так, для интенсивности в центре $I(0)$ можно получить выражение

$$I(0) = 0,25 - \frac{\sqrt{2\lambda d}}{4\pi^2} \omega_0 = I_0(0) - \Delta I. \quad (12)$$

Для относительного изменения величины порога, соответствующего геометрическому положению объемного края, имеем

$$\frac{\Delta I}{I_0(0)} = \frac{\sqrt{2}}{\pi N}, \quad (13)$$

что, например, при $N = 2\pi$ составляет 7 %. Если же зафиксировать порог на уровне 0,25 (случай плоских изделий), то, как показывают

расчеты, при $N \gg 1$ ошибка в определении положения края зависит лишь от размера зоны Френеля:

$$\epsilon = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \sqrt{\lambda d}. \quad (14)$$

Полагая $d = 100$ мкм, $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-3}$ мм, для смещения (при $N \gg 1$) находим значение $\epsilon = 0,9$ мкм. Из анализа полученных выражений следует, что они фактически соответствуют характеристикам смещенного изображения объемного края в область $x > 0$ на величину ϵ .

Перейдем теперь к анализу контурных изображений объемного края. Предварительно рассмотрим их формирование в оптической системе с неограниченной полосой частот. С этой целью поместим в частотную плоскость P_2 (см. рис. 1) квадратичный дифференцирующий фильтр:

$$H(\omega) = \omega^2. \quad (15)$$

Его действие, как известно, сводится к вычислению второй производной от входного распределения [5]. В результате оконтуривания изображения передней (3) и задней (4) граней объемного края фильтром (15) для полей в плоскостях P_3 и P_4 получаем

$$\hat{f}''(x) = 0,5\delta'(x) + \frac{e^{-jkx^2/2d}}{\lambda d} - \frac{j}{2\pi} \frac{e^{-jkx^2/2d}}{x^2} + \frac{\pi e^{j\pi/4}}{(\lambda d)^{3/2}} x e^{-jkx^2/2d}, \quad (16)$$

$$\hat{g}''(x_1) = 0,5\delta'(x_1) + \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\lambda d}} \delta(x_1) + \frac{2\pi e^{j\pi/4}}{(\lambda d)^{3/2}} x_1 Y(x_1). \quad (17)$$

В случае объемного края с $N \gg 1$ поля в изображениях его передней и задней граней незначительно отличаются друг от друга и имеют вид

$$\hat{f}''(x) \approx \hat{g}''(x) = \delta'(x) - \frac{e^{j\pi/4} \sqrt{\lambda d}}{2\pi} \delta''(x). \quad (18)$$

Если параметр $N \ll 1$, то для полей в плоскостях изображения объемного края P_3 и P_4 из (16) и (17) имеем

$$\hat{f}''(x) = 0,5\delta'(x) - \frac{j}{2\pi} \frac{1}{x^2} + \frac{1}{2\lambda d}; \quad (19)$$

$$\hat{g}''(x_1) = 0,5\delta'(x_1) + \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\lambda d}} \delta(x_1). \quad (20)$$

Если теперь в частотную плоскость P_2 поместить фильтр (15), ограниченный по апертуре, т. е. с передаточной функцией

$$H(\omega) = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \operatorname{rect}\left(\frac{\omega}{2\omega_0}\right), \quad (21)$$

то поле (18) преобразуется к виду:

$$\hat{f}''_{\omega_0}(x) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\omega_0 x \cdot \cos(\omega_0 x) - \sin(\omega_0 x)}{(\omega_0 x)^2} - \frac{e^{j\pi/4} \sqrt{\lambda d} \omega_0}{2\pi^2} \times \right. \\ \left. \times \frac{2\sin(\omega_0 x) - 2\omega_0 x \cdot \cos(\omega_0 x) - (\omega_0 x)^2 \sin(\omega_0 x)}{(\omega_0 x)^3} \right]. \quad (22)$$

Из анализа распределения (22) следует, что в соответствии с (12) положение основного минимума этой функции не совпадает с геометрическим положением объемного края и смещено на расстояние $x_{\min} = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \sqrt{\lambda d}$. При этом интенсивность света в этой точке отлична от нуля. Контраст изображения γ в точке $x = x_{\min}$, как показывают расчеты,

$$\gamma = \frac{I(x_{\min})}{I_{\max}(d=0)} = 0,014\omega_0^2 \lambda d = 0,55 \left(\frac{\theta_0}{\theta_{\text{кр}}}\right)^2 = \frac{0,55}{N^2}. \quad (23)$$

В качестве примера на рис. 3 приведены (в произвольном масштабе) графики контурных изображений объемного края $|\hat{f}''_{\omega_0}(x)|^2$ согласно (22) при различных значениях $N = \frac{2\pi}{\omega_0 \sqrt{\lambda d}} \ll 1$: $N = \infty$ (кривая 1); $N = 64$ (2); $N = 32$ (3); $N = 16$ (4); $N = 12,5$ (5); $N = 8$ (6). Видно, что

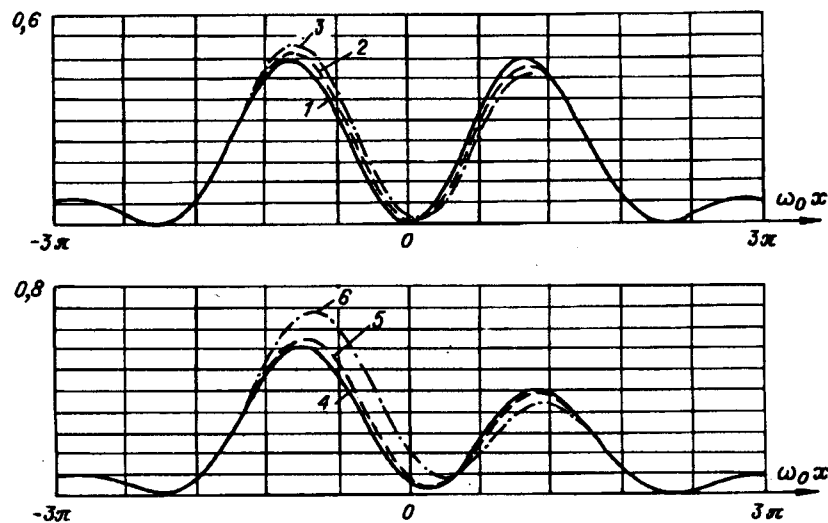


Рис. 3

при уменьшении N наблюдаются смещение основного минимума и падение его контраста. Характерно, что при достаточно малых N (кривые 5, 6) смещение основного минимума зависит не только от размера зоны Френеля $\sqrt{\lambda d}$, но и от параметра ω_0 . При этом имеет место перекачка энергии из одного максимума в другой.

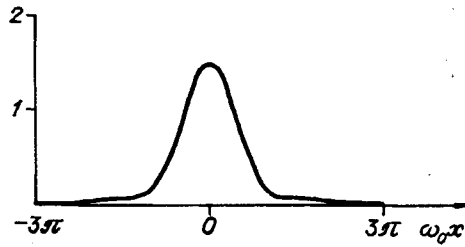


Рис. 4

В случае больших объемных эффектов ($N \ll 1$) поля в оконтуренных изображениях передней и задней грани согласно (19) и (20) описываются выражениями

$$\hat{f}''_{\omega_0}(x) = \frac{e^{j\omega_0 x/2}}{\pi} \left[\frac{\sin(\omega_0 x/2)}{(\omega_0 x)^2} - \frac{e^{j\omega_0 x/2}}{2\omega_0 x} \right] + \frac{1}{2\lambda d \omega_0^2}; \quad (24)$$

$$\hat{g}''_{\omega_0}(x_1) = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\omega_0 x_1 \cos(\omega_0 x_1) - \sin(\omega_0 x_1)}{(\omega_0 x_1)^2} + \frac{e^{-j\pi/4}}{\pi \sqrt{\lambda d} \omega_0} \frac{\sin(\omega_0 x_1)}{\omega_0 x_1} \right]. \quad (25)$$

Отметим, что профили наблюдаемых контурных изображений $|\hat{f}''_{\omega_0}(x)|^2$ и $|\hat{g}''_{\omega_0}(x_1)|^2$ резко отличаются друг от друга. Так, распределение интенсивности света $|\hat{f}''_{\omega_0}(x)|^2$ вследствие фильтрующих свойств задней грани объемного края имеет вид одинарного максимума на фоне постоянной составляющей пренебрежимо малой амплитуды (рис. 4, $N = 0$). Что касается контурного изображения задней грани $|\hat{g}''_{\omega_0}(x_1)|^2$, то его профиль — два основных максимума с провалом посередине — во многом напоминает контур плоского края. Наблюдаемое при этом смещение минимума определяется как размером зоны Френеля, так и шириной полосы частот $2\omega_0$:

$$x_{1,\min} = \frac{3\sqrt{2}}{\omega_0^2 \sqrt{\lambda d}} = 0,11 \frac{\lambda}{\theta_0^2} \theta_{кр} = \frac{3\sqrt{2}}{2\pi \omega_0} N. \quad (26)$$

Контраст изображения в точке $x = x_{\min}$

$$\gamma = \frac{2\pi^2}{\omega_0^2 \lambda d} = 0,5 \left(\frac{\theta_{кр}}{\theta_0} \right)^2 = 0,5 N^2. \quad (27)$$

Если выбрать, например, $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-3}$ мм, $d = 1$ мм ($\theta_{кр} = 1,4^\circ$), $\theta_0/\theta_{кр} = 3$, то смещение $x_{1,\min} = 0,3$ мкм, а контраст $\gamma = 5,5$ %. Характер ожидаемой картины контурного изображения задней грани подтверждается графиками распределений $|\hat{g}''_{\omega_0}(x_1)|^2$, представленными на рис. 5 при $N = 0$ (кривая 1) и $N = 0,63$ (2).

Заключение. В настоящей работе исследованы особенности формирования и оконтуривания в когерентном свете изображений протяженного объекта в виде объемного края конечной толщины с

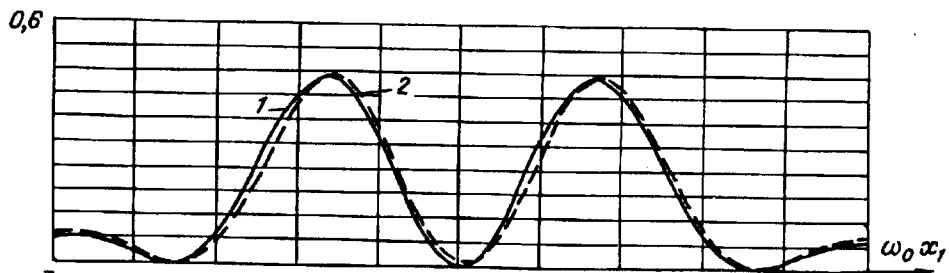


Рис. 5

абсолютно поглощающей боковой гранью (перпендикулярной его передней и задней грани). Найдены выражения для полей в плоскостях изображений граней объекта для случаев идеальной и дифракционно-ограниченной оптической системы.

Показано, что структура поля во многом обуславливается значением параметра N , определяемого отношением критического угла дифракции (при котором наиболее полно проявляются объемные эффекты) к половинному угловому размеру апертуры системы (фильтра), или, иными словами, равному числу зон Френеля на характерном половинном размере импульсной реакции оптической системы.

Установлено, что при $N \gg 1$ объемные свойства края проявляются в смещении его изображения (в окрестности геометрического положения границы) на величину, пропорциональную размеру зоны Френеля. На эту же величину имеет место смещение основного минимума в оконтуренном изображении края. При этом поля в плоскостях передней и задней грани объекта отличаются незначительно. В случае $N \ll 1$, когда объемные эффекты значительны, структура полей в указанных плоскостях резко отличается. Так, согласно расчетам оконтуренное изображение передней грани вследствие фильтрующих свойств задней грани вместо двойного имеет вид одинарного максимума, а распределение интенсивности света в изображении задней грани во многом совпадает со случаем плоского (нулевой толщины) края.

Полученные результаты могут быть обобщены на случай протяженных отверстий постоянной толщины с линейно меняющимися по глубине поперечными размерами, а также на объемные тела с отражающими поверхностями.

Автор считает своим долгом поблагодарить Б. Е. Кривенкова за помощь и критические замечания, высказанные им при подготовке к печати настоящей статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику.—М.: Мир, 1970.
2. Birch K. G. A spatial frequency filter to remove zero frequency // Opt. Acta.—1968.—15, N 2.—P. 113.
3. Коронкевич В. П., Кривенков Б. Е., Михляев С. В., Чугуй Ю. В. Оптико-геометрический метод расчета дифракции Фраунгофера на объемных телах // Автометрия.—1980.—N 2.
4. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. Дифракция Фраунгофера на объемных телах постоянной толщины // Автометрия.—1987.—N 3.
5. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики.—М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию 26 марта 1991 г.