

КОНСТРУКТИВНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН ФРАУНГОФЕРА И ИЗОБРАЖЕНИЙ 3D-ОТРАЖАЮЩЕГО ОБЪЕМНОГО КРАЯ ОБЪЕКТА

Юрий Васильевич Чугуй

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, доктор технических наук, профессор, научный руководитель института, тел. (383) 306-61-93, e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru; Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2, профессор; Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20, профессор

В аналитическом виде исследованы особенности формирования дифракционных картин Фраунгофера и изображений граней объемного асимметричного края объекта с абсолютно отражающей внутренней поверхностью применительно к размерному контролю. Получены формулы для расчета полей в изображениях граней объекта в дифракционно-ограниченных системах в зависимости от величины скоса объекта c , сдвига фазы φ волны, отраженной от внутренней поверхности объекта, и угловой апертуры $2\theta_0$ когерентно-оптической системы формирования и фильтрации изображений. Установлено, что для металлических 3D-объектов ($\varphi = \pi$) значение поля в изображении задней грани в точке $\tilde{x}_1 = c$, соответствующей положению ее границы, пренебрежимо мало при глубине фокусировки системы много меньше толщины объекта. Показано, что при скосах c объекта, много меньше размера зоны Френеля $\delta_d \sim \sqrt{\lambda d}$ (λ – длина волны света, d – толщина объекта) и больше глубины фокусировки $\Delta z = \lambda / \theta_0^2$, смещение профиля интенсивности в изображении передней грани пропорционально c / δ_d и зависит от угла φ . При больших скосах, когда $c \gg \delta_d$ и $\Delta z \gg d$, смещение границы передней грани обратно пропорционально величине c / δ_d . Указанные смещения могут приводить к систематическим погрешностям измерений положения границ граней 3D-объекта, и их нужно учитывать при прецизионном размерном контроле.

Ключевые слова: дифракция Френеля и Фраунгофера, Фурье-оптика, пространственная фильтрация, изображения и спектры 3D-объектов, объемный край, 3D размерный контроль

THE CONSTRUCTIVE METHOD FOR CALCULATING OF FRAUNHOFER'S DIFFRACTION PICTURES AND IMAGES OF 3D-OBJECT REFLECTIVE VOLUMETRIC EDGE

Yuri V. Chugui

Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering SB RAS, 41, Russkaya St., Novosibirsk, 630058, Russia, D. Sc., phone: (383) 306-61-93, e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru; Novosibirsk State University, 2, Pirogova St., Novosibirsk, 630090, Russia, professor; Novosibirsk State Technical University, 20, K. Marx Prospekt, Novosibirsk, 630073, Russia, professor

In analytical form, the peculiarities of forming Fraunhofer diffraction patterns and images of faces of a volumetric asymmetric edge of an object with an absolutely reflective internal surface in relation to dimensional inspection were investigated. Formulas were obtained for calculating fields

in diffraction-limited systems depending on the magnitude of the bevel of the object c , the phase shift φ of the wave reflected from the inner surface of the object, and the angular aperture $2\theta_0$ of the coherent optical system for forming and filtering images. It has been established that for metal 3D-objects ($\varphi = \pi$), the value of the field in the image of the back face at a point $\tilde{x}_1 = c$, corresponding to the position of its border is negligible with the depth of focus of the system much less than the thickness of the object. It is shown that when bevels of an object, much less than the size of the Fresnel zone $\delta_d \sim \sqrt{\lambda d}$ (λ – wavelength of light, d – thickness of the object) and more than the depth of focus $\Delta z = \lambda/\theta_0^2$, the displacement of the intensity profile in the image of the front face is proportional c/δ_d and depends on the angle φ . With large bevels, when $c \gg \delta_d$ and $\Delta z \gg d$, the displacement of the front face boundary is inversely proportional to the value c/δ_d . These displacements can lead to systematic errors in measuring the position of the boundaries of the faces of a 3D-object and should be taken into account in precision dimensional inspection.

Keywords: Fresnel and Fraunhofer diffraction, Fourier-optics, spatial filtering, images and spectra of 3D-objects, volumetric edge, 3D dimensional inspection

Введение

При разработке когерентно-оптических систем для бесконтактного контроля трехмерных (3D) объектов в виде протяженных (по глубине) пластин постоянной толщины с плоскими внутренними гранями с четкой теневой проекцией возникает потребность в создании теории формирования их дифракционных картин Фраунгофера и изображений. Она должна позволять путем обработки измерительной информации с высокой точностью восстанавливать геометрические характеристики 3D-объектов. Известно, что существующая скалярная теория Кирхгофа-Френеля справедлива лишь для одномерных и двумерных (плоских) объектов [1], и ее применение к 3D-объектам может приводить к значительным погрешностям. Что касается строгих [1, 2] и приближенных [3, 4] теорий для расчета дифракционных явлений на таких объектах, то они чрезвычайно сложны для применения на практике. С этой точки зрения представляет интерес предложенная в [5] конструктивная теория дифракционных явлений на объемных телах, основанная на модели эквивалентных диафрагм и полей. В работах [6, 7] изучены вопросы формирования дифракционных полей в дальней зоне, а также изображений объемных абсолютно поглощающих пластин несимметричного типа (со скосом c), у которых внутренние грани не перпендикулярны внешним. Они полностью поглощают падающее на них световое излучение. Случаи формирования дифракционных картин и изображений 3D абсолютно отражающих металлических пластин симметричного и несимметричного типов исследованы в [8, 9].

Ниже представлены расчеты полей в изображениях передней и задней граней указанных 3D-объектов с различными скосами c и сдвигами фаз φ при больших и малых апертурах когерентно-оптической проекционной системы.

Конструктивная 3D-модель объемного абсолютно отражающего края объекта и ее дифракционная картина

Рассматриваемый объект является типичным элементом пластин, у которой внутренняя зеркально отражающая плоская грань составляет с оптической осью угол скоса $\theta_c = c/d$, где c – скос (рис. 1, а). Нами разработана конструктивная модель объекта в виде эквивалентных полей и диафрагм (ЭПД), которая состоит из двух компонент, одна из которых соответствует случаю 3D абсолютно поглощающего края (рис. 1, б), а другая – учитывает отражение волн (дифрагированных на передней грани) от зеркальной внутренней поверхности со сдвигом по фазе на φ (рис. 1, в) (модуль коэффициента отражения света от внутренней поверхности равен 1 или близок к этому значению). В результате имеет место преобразование нормальной падающей плоской волны в наклонную $e^{j(k\beta_c x + \varphi)}$, причем согласно закону отражения света угол наклона ее равен $\beta_c = 2\theta_c = 2c/d$. Граничные функции для такого 3D-объекта имеют следующий вид [9]:

$$f^{(zp)}(x) = Y(x) + Y(-x)e^{j(k\beta_c x + \varphi)}, \quad g^{(zp)}(x_1) = Y(x_1 - c), \quad (1)$$

где $Y(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда ($Y(x) = 1$ для $x > 0$ и $Y(x) = 0$ для $x < 0$) [10]. Такая модель позволяет при расчетах дифракционных явлений на пластинах использовать известную теорию Кирхгофа-Френеля.

При нахождении поля $F(\omega)$ в дальней зоне ($\omega = k\theta$, $k = 2\pi/\lambda$, θ – угол дифракции, λ – длина волны света), соответствующего дифракционной картине Фраунгофера, воспользуемся известной формулой, справедливой для 3D-модели объектов в виде транспарантов с пропусканием $f^{(zp)}(x)$ и $g^{(zp)}(x_1)$, отстоящих друг от друга на расстоянии z [5]:

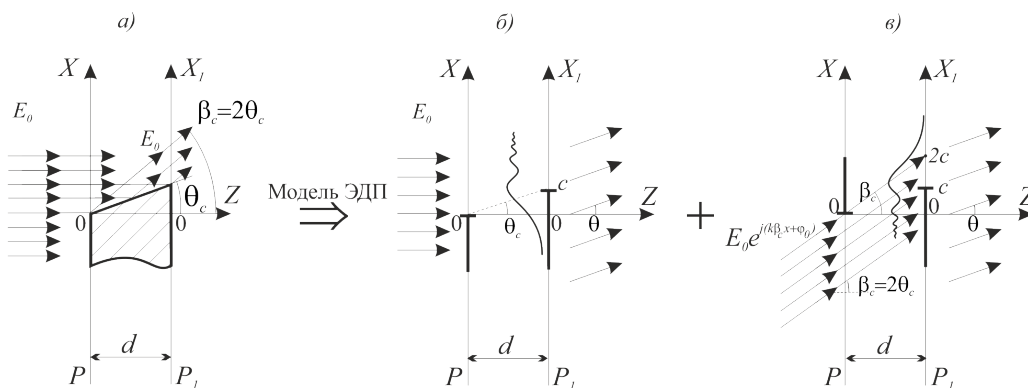


Рис. 1. Конструктивная модель объемного асимметричного абсолютно отражающего края объекта со скосом c : сечение 3D-объекта (а), модель абсолютно поглощающей компоненты объекта (б) и модель абсолютно отражающей компоненты объекта (в)

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f^{(ep)}(x) \tilde{g}_d(x + \omega d / k) e^{-j\omega x} dx, \quad (2)$$

где $\tilde{g}_d(\xi) = (j\lambda d)^{-1/2} g^{(ep)}(\xi) \otimes e^{jk\xi^2/2d}$ – френелевский образ граничной функции $g^{(ep)}(x_1)$. Если теперь далее проинтегрировать выражение (2) по частям, то для $F(\omega)$ можно получить следующее выражение:

$$F(\omega) = \pi\delta\omega + (j\omega)^{-1} [\tilde{Y}_{\omega_{кр}}(\omega - \omega_c) + \tilde{Y}_d(c) e^{-j\omega c} e^{j\omega^2 d/2k}] + \frac{e^{j\phi}}{j(\omega_c - \omega)} [\tilde{Y}_{\omega_{кр}}(\omega - \omega_c) - \tilde{Y}_d(c) e^{-j\omega c} e^{j\omega^2 d/2k}], \quad (3)$$

где $\omega_c = k\theta_c$, $\omega_{кр} = 2k\theta_{кр}$, $\theta_{кр} = \sqrt{\lambda/d}$ – критический угол дифракции, при котором наиболее полно проявляются объемные эффекты.

Видно, что поле $F(\omega)$ содержит две компоненты, первая из которых описывает дифракцию света на 3D абсолютно поглощающем несимметричном крае с максимумом интенсивности света в центре спектра ($\theta = 0$), а вторая соответствует спектру отраженной компоненты с максимумом в направлении угла $\theta = \beta_c = 2\theta_c / d$ ($\theta_c > 0$).

Формирование изображений объемного края объекта

При изучении особенностей формирования изображений 3D-объектов обратимся к стандартной когерентно-оптической системе 4F на базе двух фурье-звеньев [10] (рис. 2). Исходный объект в виде объемного края, освещаемый плоской монохроматической волной света с длиной волны λ и амплитудой света E_0 , устанавливается так, чтобы его передняя грань совпадала с передней фокальной плоскостью P объектива O_1 . Этим объективом в результате прямого преобразования Фурье в задней фокальной плоскости формируется дифракционное поле (соответствующее дальней зоне) – дифракционная картина Фраунгофера $F(\omega)$. Полученное поле фильтруется апертурной диафрагмой – фильтром Φ шириной $2\omega_0$ ($\omega_0 = k\theta_0$, где $2\theta_0$ – угловые размеры диафрагмы), которым осуществляется низкочастотная фильтрация поля $F(\omega)$. Полученное распределение далее объективом O_2 подвергается обратному преобразованию Фурье, в результате которого в его задней фокальной плоскости P_3 формируется отфильтрованное изображение передней грани 3D-объекта, а в плоскости P_4 – изображение его задней грани.

Изображения передней грани 3D-объекта. В этом случае производится фильтрация низких частот распределения (3) в соответствии с передаточной

функцией апертурной диафрагмы – фильтра $H(\omega) = \text{Rect}(\omega / 2\omega_0)$ (рис. 2). В результате обратного преобразования Фурье отфильтрованного распределения $G(\omega) = F(\omega) \cdot H(\omega)$ для поля в плоскости P_3 для изображения передней грани имеем:

$$\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) \cdot e^{j\omega\tilde{x}} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \cdot H(\omega) e^{j\omega\tilde{x}} d\omega. \quad (4)$$

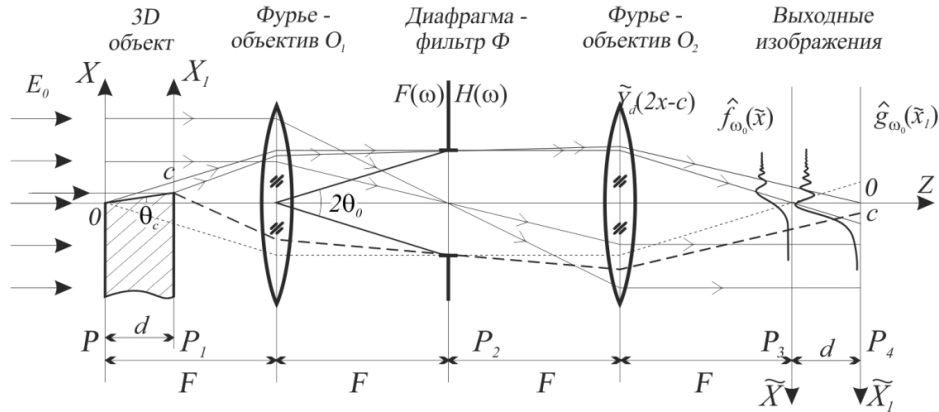


Рис. 2. Схема когерентно-оптической проекционной системы 4F для формирования и фильтрации изображений 3D-объектов (типа пластин)

Что касается поля $\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1)$ в изображении задней грани, формируемого в дифракционно-ограниченной системе, то, согласно (1), оно описывается следующим выражением:

$$\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1) = g(\tilde{x}_1) \otimes h_{\omega_0}(\tilde{x}_1), \quad (5)$$

где $h_{\omega_0}(\tilde{x}_1) = \frac{\sin(\omega_0 \tilde{x}_1)}{\pi \tilde{x}_1}$ – импульсный отклик дифракционно-ограниченной оптической системы, а распределение $g(\tilde{x}_1)$ описывает поле за плоскостью P_1 . Оно есть результат произведения френелевского образа $\tilde{f}_d(x_1) = (j\lambda d)^{-1/2} \cdot f^{(zp)}(x_1) \otimes e^{jkx_1^2/2d}$ функции $f^{(zp)}(x)$ на граничную функцию $g^{(zp)}(x_1) = Y(x_1 - c)$. Как показывают расчеты, функция $g(\tilde{x}_1)$ равна

$$g(\tilde{x}_1) = [\tilde{Y}_d(x_1) + e^{j\phi} \cdot e^{-j2kc^2/d} \cdot e^{j2kcx_1/d} \cdot \tilde{Y}_d(2c - x_1)] \cdot Y(x_1 - c). \quad (6)$$

Рассмотрим поведение поля при малом скосе c объекта – заметно меньшем размера зоны Френеля: $c \ll \delta_d = \sqrt{\lambda d}$ ($\theta_c = c/d \ll \theta_{кр} = \sqrt{\lambda/d}$). В случае слабой объемности объекта, когда угловой размер апертуры θ_0 много меньше угла скоса θ_c ($\theta \ll \theta_c$) и критического угла дифракции ($\theta_0 \ll \theta_{кр}$, $N = \theta_{кр} / \theta_0 \gg 1$), функ-

цию $\tilde{Y}_{\omega_{кр}}(\omega)$ можно аппроксимировать следующим образом: $\tilde{Y}_{\omega_{кр}}(\omega - \omega_c) = 0,5 + e^{-j\pi/4}(\omega - \omega_c) / \omega_{кр}$ [6]. В результате для поля $F(\omega)$ согласно (4) получаем:

$$F(\omega) = \pi\delta(\omega) + \frac{1}{j\omega} - \frac{e^{j\pi/4}(1 - e^{j\phi})\sqrt{\lambda d}}{2\pi} - 0,5c. \quad (7)$$

Для распределения интенсивности света в изображениях передней грани имеем:

$$I(\tilde{x}) = |f_{\omega_0}(\tilde{x})|^2 \approx \Phi_{\omega_0}^2(\tilde{x}) - \frac{\sqrt{2\lambda d}}{\pi} \cdot \frac{\sin(\omega_0\tilde{x})}{\pi\tilde{x}} - c\Phi_{\omega_0}(\tilde{x}) \cdot \frac{\sin(\omega_0\tilde{x})}{\pi\tilde{x}}. \quad (8)$$

Расчеты показывают, что смещение профиля $\varepsilon_{omp}^{(\Sigma)}$ в изображении объекта равно

$$\varepsilon_{omp}^{(\Sigma)} = -0,22\sqrt{\lambda d} - 0,5c. \quad (9)$$

В качестве примера на рис. 3 приведен график поведения распределения интенсивности света (8) в случае слабых объемных эффектов анализируемого абсолютно отражающего металлического края протяженного объекта (сплошная линия). Пунктирной линией показано распределение интенсивности в изображении несмещенной полуплоскости ($c = 0$).

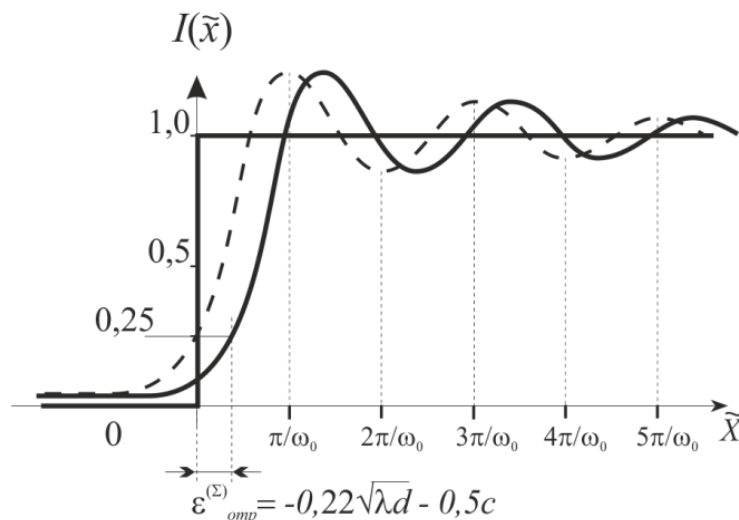


Рис. 3. Распределение интенсивности света в дифракционно-ограниченных изображениях передней и задней граней объемного абсолютно отражающего металлического края в случае малых скосов ($c \ll \sqrt{\lambda d}$) и слабых объемных эффектов ($\theta_0 \ll \theta_{кр} = \sqrt{\lambda / d}$)

Нами исследован случай пластин *c* большими скосами, когда $c \gg \delta_d = \sqrt{\lambda d}$. Выберем угловой размер апертурной диафрагмы фильтра $\theta_0 \ll \theta_c$, причем $\theta_{кр} \gg \theta_0$. Для вычисления искомого поля $\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x})$ обратимся к формуле (3). Используя далее предложенную нами в [5] конструктивную аппроксимацию френелевского образа $\tilde{Y}_d(x)$ ступенчатой функции Хевисайда $Y(x)$, для спектра $F(\omega)$ можно получить следующее выражение:

$$F(\omega) = \pi\delta(\omega) + \frac{1}{j\omega} \left[Y(\omega - \omega_c) - \frac{0,5e^{j(\omega - \omega_c)^2 d/2k}}{\alpha e^{-j\pi/4}(\omega - \omega_c) / \omega_{кр} + \text{sgn}(\omega - \omega_c)} + \tilde{Y}_d(c) e^{-j\omega c} e^{j\omega^2 d/2k} \right] + \frac{e^{j\phi}}{j(2\omega_c - \omega)} \left[Y(\omega - \omega_c) - \frac{0,5e^{j(\omega - \omega_c)^2 d/2k}}{\alpha e^{-j\pi/4}(\omega - \omega_c) / \omega_{кр} + \text{sgn}(\omega - \omega_c)} - \tilde{Y}_d(c) e^{-j\omega c} e^{j\omega^2 d/2k} \right], \quad (10)$$

где $\text{sgn}(z) = 2Y(z) - 1$ – знаковая функция [6]. Исходя из (10) с учетом введенных ограничений на *c* и θ_0 для распределения поля в изображении передней грани имеем:

$$\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x}) = \Phi_{\omega_0}(\tilde{x} - c) - \frac{e^{j\phi} \sqrt{\lambda d} \sin[\omega_0(\tilde{x} - c)]}{j4\pi\hat{c}} + \frac{(1 + e^{j\phi}) \sqrt{\lambda d} \sin[\omega_0(\tilde{x} - c)]}{4\pi^2\hat{c}^2} e^{j(kc^2/2d - \pi/4)}. \quad (11)$$

Видно, что в поле, кроме основного члена $\Phi_{\omega_0}(\tilde{x} - c)$, описывающего изображение смещенной полуплоскости в дифракционно-ограниченной системе, присутствуют еще два дополнительных члена, обусловленные отражающими свойствами 3D-объекта. Отметим, что второй дополнительный член изменяется от максимального значения (равного двум) при сдвиге фазы $\phi = 0$ до минимального (равного нулю) при $\phi = \pi$ (случай металлов). Можно видеть, что основной вклад в поле (10), среди дополнительных членов, дает первая отражающая компонента.

На рис. 4 приведены результаты расчетов профилей интенсивности света в изображении передней грани объемного абсолютно отражающего (металлического) края объекта ($\phi = \pi$) в дифракционно-ограниченной оптической системе для объемного края с нулевым скосом ($c = 0$) и со скосом (приведенным) $\hat{c} = c / \sqrt{\lambda d} = 2$. Видно, что уже при скосе $\hat{c} = 2$ поле на выходе системы определяется второй гранью: интенсивность света в этой точке с хорошей точностью равна 0,25, что имеет место для плоского края ($d = 0$).

Изображение задней грани 3D-края объекта. Найдем поле $\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1)$ в плоскости P_4 изображения задней грани (рис. 2) при больших объемных эффектах, когда $N = \theta_{кр} / \theta_0 \ll 1$, т.е. когда глубина резкости системы Δz много меньше

толщины объекта: $\Delta z = \lambda / \theta_0^2 \ll d$. При вычислении $\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1)$ будем исходить из распределения поля за плоскостью P_1 , задаваемого формулами (5) и (6).

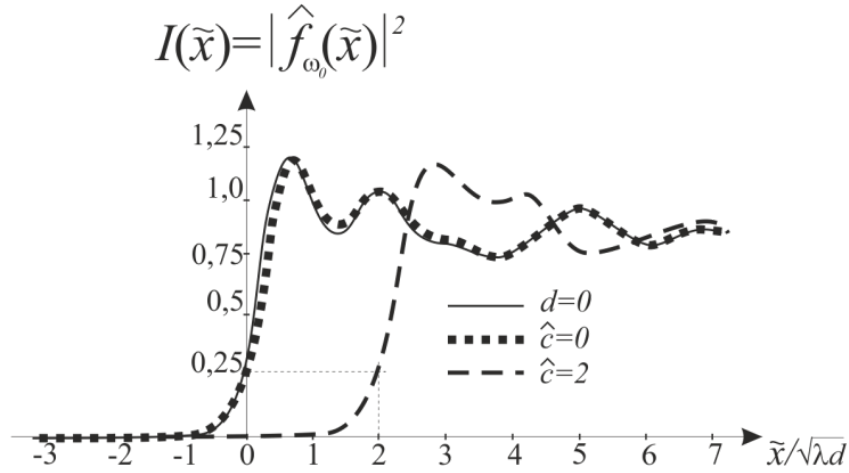


Рис. 4. Распределение интенсивности света в дифракционно-ограниченном изображении передней грани в случае больших скосов $\hat{c} = c / \sqrt{\lambda d} \gg 1$ и слабых объемных эффектов ($\theta_0 \ll \theta_{кр} \ll \theta_c = c / d$)

Рассмотрим сначала случай 3D-объектов с малыми скосами при $c \ll \delta_d = \sqrt{\lambda d}$. Принимая во внимание, что $N = \theta_{кр} / \theta_0 = \Delta / \sqrt{\lambda d} \ll 1$ ($\Delta = \lambda / \theta_0$ – характерный размер импульсного отклика), разложим интегральные функции Френеля $\tilde{Y}_d(x)$ и $\tilde{Y}_d(2c - x)$ в окрестностях точек $x = 0$ и $x = 2c$ соответственно [5]:

$$\tilde{Y}_d(x) \approx 0,5 + \frac{e^{-j\pi/4} x}{\sqrt{\lambda d}}, \quad \tilde{Y}_d(2c - x) \approx 0,5 + e^{-j\pi/4} \frac{2c - x}{\sqrt{\lambda d}}.$$

Можно показать, что в случае малых скосов ($c \ll \sqrt{\lambda d}$) поле $\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1)$ имеет следующий вид:

$$\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1) = \left[0,5 + 0,5e^{j\phi} + 2e^{j(\phi-\pi/4)} c / \sqrt{\lambda d} + \frac{(1 - e^{j\phi})e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\lambda d}} \tilde{x}_1 \right] \cdot \Phi_{\omega_0}(\tilde{x}_1 - c) - \frac{(1 - e^{j\phi})e^{-j\pi/4} \cos[\omega_0(\tilde{x}_1 - c)]}{\sqrt{\lambda d} \pi \omega_0}. \quad (12)$$

Существенно, что при наложенном выше условии $N = \theta_{кр} / \theta_0 \ll 1$ значение интенсивности в точке $\tilde{x}_1 = c$ для металлических объектов ($\phi = \pi$) оказывается, как и следовало ожидать, пренебрежимо малым:

$$I(\tilde{x}_1 = c) = \frac{4}{\pi^2 \lambda d \omega_0^2} = \frac{\lambda}{\pi^4 d \theta_0^2} = \frac{N^2}{\pi^4}.$$

Например, при $N = 0,3$ оно составляет 0,1 % от интенсивности падающей на объект волны.

В случае больших скосов $c \gg \delta_d = \sqrt{\lambda d}$ поле в изображении задней грани, как показывают расчеты, при $\theta_0 \gg \theta_c$ изменяется по закону:

$$\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1) = \Phi_{\omega_0}(\tilde{x} - c) \left[1 - \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi x} e^{j(k\tilde{x}^2/2d + \pi/4)} + e^{j2kc\tilde{x}/d} e^{-j2kc^2/d} e^{j\phi} - \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi(2c - \tilde{x})} e^{j(k\tilde{x}^2/2d + \phi + \pi/4)} \right]. \quad (13)$$

В случае сдвига фазы $\phi = 0$ значение интенсивности света в точке $\tilde{x}_1 = c$ равно:

$$I(\tilde{x}_1 = c) = \left| \hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1 = c) \right|^2 \approx 1 - \frac{\sqrt{\lambda d}}{\pi c} \cos(kc^2 / 2d + \pi / 4). \quad (14)$$

Видно, что при $c \gg \sqrt{\lambda d}$ значение интенсивности света в точке $\tilde{x}_1 = c$ отличается от интенсивности света волны, освещающей 3D-объект, на малую величину, пропорциональную $\sqrt{\lambda d} / c$. Если же выбрать $\phi = \pi$ (случай металлов), то интенсивность $I(\tilde{x}_1 = c)$ будет также иметь пренебрежимо малое значение.

Заключение

Исследованы особенности формирования дифракционных картин Фраунгофера и изображений граней 3D-объектов постоянной толщины в виде пластин несимметричного типа с абсолютно отражающими плоскими внутренними гранями. При расчетах использовалась ранее предложенная нами конструктивная модель дифракционных явлений на 3D-объектах постоянной толщины. В основу аналитических расчетов была положена конструктивная аппроксимация интегральной функции Френеля (комплексного вида) элементарными функциями. Расчеты выполнялись для указанных 3D-объектов с различными их скосами c и фазовыми сдвигами ϕ волн, отраженных от внутренней поверхности, а также с различными угловыми апертурами θ_0 оптической системы.

Изучены структуры полей в дифракционно-ограниченном изображении передней грани пластины при больших и малых их скосах в случае, когда глубина фокусировки системы много больше толщины объекта. Показано, что при малых скосах c , много меньших зоны Френеля $\delta_d = \sqrt{\lambda z}$, имеет место смещение профиля интенсивности изображения передней грани, пропорциональное зоне Френеля δ_d и скосу c . В случае больших скосов $c \gg \delta_d$ смещение профиля интен-

сивности изображения передней грани относительно ее геометрической границы обратно пропорционально скосу c . Такие смещения могут приводить к систематической погрешности измерений положения границы передней грани объекта.

Исследована структура поля в изображении задней грани 3D-объекта с различными скосами и сдвигами фазы φ в случае, когда глубина фокусировки системы много меньше толщины объекта. Показано, что в случае металлических объектов ($\varphi = \pi$) при произвольных скосах значение поля в изображении границы задней грани близко к нулю вследствие компенсирующего эффекта отраженной компоненты.

Результаты исследования могут быть использованы при разработке когерентно-оптических систем для 3D-прецизионного контроля объектов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Мир, 1970. – 720 с.
2. Хенл Х., Мауэ М., Вестпфаль К. Теория дифракции. – М.: Мир, 1964. – 428 с.
3. Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. – М.: Связь, 1978. – 247 с.
4. Keller J. V. Geometrical theory of diffraction // JOSA. – 1962. – Vol. 52, Is. 2. – P. 116–130.
5. Chugui Yu. V., Krivenkov B. E. Fraunhofer diffraction by volumetric bodies of constant thickness // JOSA. – 1989. – Vol. 6, No 5. – P. 617–626.
6. Чугуй Ю. В. Особенности формирования и оконтуривания изображений объемных тел в когерентном свете // Автометрия. – 1991. – № 4. – С. 103–112.
7. Чугуй Ю. В. Расчет изображений объемного асимметричного абсолютно поглощающего края объекта в когерентном свете / Автометрия. – 2020. – Т. 56, № 6. – С. 78–90. – DOI: 10.15372/AUT20200608.
8. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. Дифракция Фраунгофера на отражающих объемных телах постоянной толщины // Автометрия. – 1991. – № 4. – С. 113–118.
9. Chugui Yu. V., Sokolov V. A. Formation and filtering in coherent light the images of 3D asymmetric edges // Proc. of 6th ISMQC IMEKO Symp. Metrology for Quality Control in Production. Vienna, Austria, 8–10 Sept. 1998. – P. 117–124.
10. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. – М.: Мир, 1970. – 364 с.

© Ю. В. Чугуй, 2021