

**Ю. А. Лемешко, Ю. В. Чугуй***(Новосибирск)***РАЗМЕРНЫЙ КОНТРОЛЬ  
КРУГОВЫХ ОТРАЖАЮЩИХ ЦИЛИНДРОВ  
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ**

Исследован интерференционный метод измерения диаметров круговых отражающих цилиндров. В приближении геометрической оптики изучено поведение интерференционного поля в условиях неточного позиционирования измеряемого объекта. Показано, что при регистрации поля в удаленной зоне погрешность определения диаметра объекта, связанная с неточностью его позиционирования, заметно снижается. Для оценки влияния дифракции света на интерференционную картину построена эквивалентная модель, согласно которой поле можно рассматривать как результат интерференции плоской монохроматической волны и двух точечных источников: «плавающего» (по поверхности объекта) с лучевой диаграммой направленности и стационарного с диаграммой направленности френелевского типа. Расчеты показали, что дифракция света на цилиндре оказывает заметное влияние на интерференционную картину, которое следует учитывать при определении диаметров отражающих цилиндров с прецизионной точностью.

**Введение.** На практике объектами размерного прецизионного контроля зачастую являются металлические изделия, имеющие отражающую поверхность цилиндрической формы: всевозможные валы, ролики, проволоки, а также специфические изделия, имеющие цилиндрические фрагменты.

Для прецизионного контроля изделий малых диаметров ( $D \leq 0,1$  мм) часто используется дифракционный метод измерений [1, 2]. Контроль объектов больших диаметров можно осуществлять интерференционным методом [3, 4]. К таким изделиям относятся, например, ролики подшипников качения диаметрами 10–50 мм, контроль профиля цилиндрической образующей которых необходимо производить с погрешностью не более 0,3–0,5 мкм.

Интерференционный метод основан на определении диаметра объекта по формируемой им в когерентном свете интерференционной картине. Интерференционная картина образуется при освещении краев объекта плоскими монохроматическими волнами, часть которых отражается от поверхности объекта и интерферирует с прошедшей компонентой (рис. 1). Интерференционная картина представляет собой совокупность интерференционных полос, симметрично расположенных относительно границ объекта. Зная положение интерференционных полос по обе стороны объекта и расстояния от этих полос до истинных границ, нетрудно вычислить его диаметр. Обычно

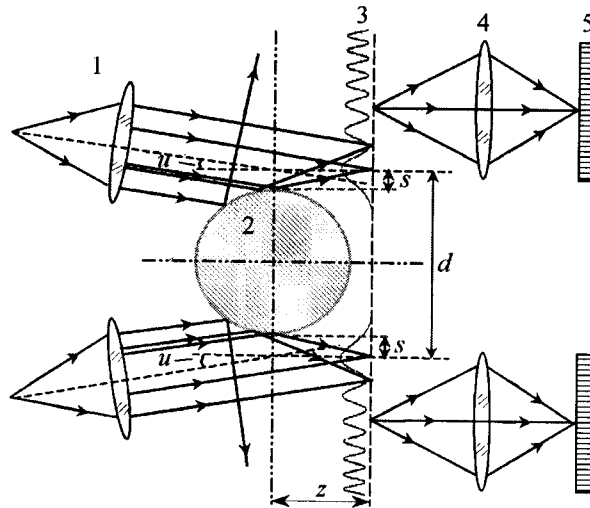


Рис. 1. Измерительная схема: 1 – осветитель, 2 – измеряемый объект, 3 – интерференционная картина, 4 – объектив, 5 – фотодиодная линейка

для определения диаметра объекта используют по одной интерференционной полосе с каждой стороны объекта [4]. Например, при использовании двух первых интерференционных полос (см. рис. 1) диаметр объекта определяется по формуле  $D = d - 2s$ , где  $d$  – расстояние между интерференционными полосами;  $s$  – расстояние от этих интерференционных полос до границ объекта. При нормальном освещении (угол наклона освещающего пучка  $u = 0$ ) в диаметральной плоскости объекта  $s = \frac{3}{4} \sqrt{\lambda^2 D}$ , где  $\lambda$  – длина волны.

Расстояние  $s$  от каждой интерференционной полосы до края объекта зависит от расстояния  $z$  между плоскостью регистрации поля и диаметральной плоскостью объекта. На практике, вследствие неточного позиционирования объекта, расстояние  $z$  отличается от расчетного на некоторую величину  $\Delta z$ , что в конечном счете приводит к ошибке  $\epsilon$  измерения диаметра  $D = d - 2s + \epsilon$ . Так, например, для объекта диаметром  $D = 1$  мм неточность позиционирования  $\Delta z = \pm 30$  мкм (при  $z = 0$ ) приводит к ошибке определения диаметра  $\epsilon > 4$  мкм.

Как известно, указанную трудность удается преодолеть при помощи освещения объекта наклонными пучками света [4]. Однако в этом случае можно использовать только одну пару интерференционных полос (по одной полосе от каждого края объекта).

Перспективным для повышения точности измерений представляется использование большего количества интерференционных полос. Такая возможность, по нашему мнению, открывается при увеличении расстояния  $z$ .

С увеличением расстояния  $z$  структура интерференционной картины становится менее чувствительной к продольным смещениям объекта. Однако в интерференционной картине начинают проявляться эффекты, связанные с дифракцией света на краях объекта. Значимость влияния дифракционных эффектов на интерференционную картину для случая прозрачных тел была отмечена в работе [5]. Очевидно, что в случае непрозрачного тела влияние дифракционных эффектов также может оказаться существенным. В качестве примера на рис. 2 представлена интерференционная картина от края калиброванного

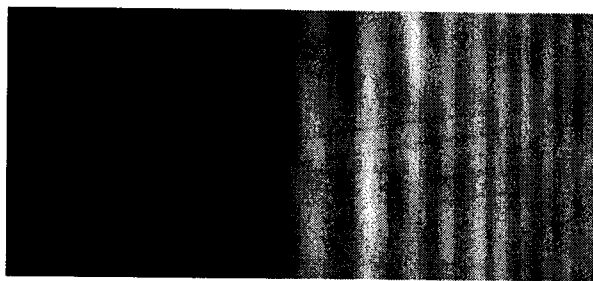


Рис. 2. Изображение интерференционных полос от края стального цилиндра (случай нормального освещения)

стального цилиндра ( $D = 32$  мм), зарегистрированная многоэлементным фотоприемником на расстоянии  $z = 30$  мм, а на рис. 3 приведен график распределения интенсивности в этой картине. Можно видеть, что изображение края сильно искажено дифракционным размытием, а интерференционная картина вблизи края по своему характеру напоминает дифракционную картину от края тонкого экрана.

Ниже в приближении геометрической оптики сначала приводится анализ интерференционного поля, формирующегося за диаметральной плоскостью измеряемого объекта. Особое внимание уделяется влиянию неточности позиционирования объекта на положение регистрируемых интерференционных полос. Затем строится эквивалентная модель формирования поля, учитывающая дифракцию света на объекте, и на ее основе оценивается влияние дифракции на интерференционную картину.

**1. Влияние неточности позиционирования объекта на погрешность определения его диаметра.** Рассмотрим в приближении геометрической оптики формирование интерференционной картины от верхнего края цилиндра (для определенности), затем оценим влияние неточности позиционирования объекта.

**1.1. Исходные математические соотношения.** Представим сначала формулы, описывающие в геометрическом приближении интерференционное поле, формируемое цилиндром радиуса  $R$ . Очевидно, что распределение интенсивности в интерференционной картине определяется разностью хода  $L$

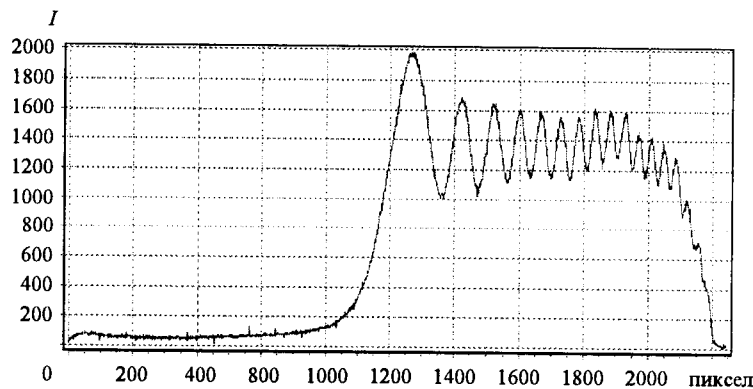


Рис. 3. График распределения интенсивности в интерференционной картине (интенсивность  $I$  указана в относительных единицах, один пиксел фотоприемника соответствует  $0,7$  мкм реального изображения)

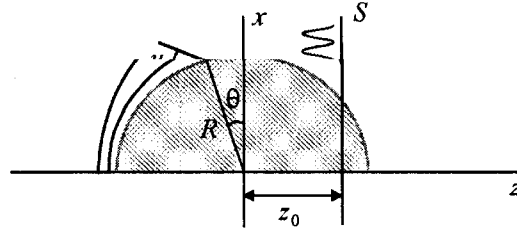


Рис. 4. Модель формирования интерференционного поля

между прошедшим и отраженным лучами (рис. 4). Формируемая цилиндром интерференционная картина полностью определяется следующими параметрическими (по параметру  $\theta$ ) уравнениями:

$$z = \frac{L \cos(2\theta + u)}{1 - \cos 2(\theta + u)} - R \sin \theta, \quad (1)$$

$$x = R \cos \theta + (R \sin \theta + z) \operatorname{tg}(2\theta + u). \quad (2)$$

При фиксированном значении  $L$  уравнения (1), (2) определяют кривую постоянной разности хода интерферирующих лучей (кривую постоянной интенсивности). Для всех кривых минимальной интенсивности выполняется соотношение  $L = \lambda n$ , где  $\lambda$  – длина волны, а  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Соответственно для кривых максимальной интенсивности справедливо следующее выражение:  $L = \lambda(n - 1/2)$ . Здесь учитывается тот факт, что при отражении от поверхности цилиндра происходит изменение фазы отраженной волны на  $\pi$ . В данном случае мы пренебрегаем явлениями поляризации (это допускается [6] для падающего под большим углом освещающего пучка).

Заметим, что система уравнений (1), (2) не имеет аналитического решения и дальнейший анализ этих уравнений в первоначальной их форме является чрезвычайно затруднительным. Однако максимальный практический интерес (в силу большего контраста) для нас представляют несколько первых (считая от края объекта) полос интерференционной картины. В этом случае, считая углы  $\theta$  и  $u$  достаточно малыми, уравнения (1), (2) можно заметно упростить:

$$z = \frac{L}{2(\theta + u)^2} - R\theta, \quad (3)$$

$$x = R - \frac{1}{2}R\theta^2 + \frac{L(2\theta + u)}{2(\theta + u)^2}. \quad (4)$$

Важным параметром интерференционного поля является наклон  $\partial x / \partial z$  линий постоянной разности хода к оси  $Z$ . В связи с неточностью позициони-

рования измеряемого объекта возникает продольное (относительно оптической оси электронно-оптической системы, регистрирующей интерференционную картину) смещение объекта  $\Delta z$ , что приводит к ошибке определения диаметра  $\epsilon = 2 \left. \frac{\partial x}{\partial z} \right|_{z_0} \Delta z$ , где  $z_0$  – расчетное положение плоскости  $S$  регистра-

ции поля. Из уравнений (3), (4) нетрудно найти, что  $\partial x / \partial z = \theta$ . Отсюда следует, что при  $\theta = 0$  ошибка определения диаметра объекта, связанная с его неточным позиционированием, равна нулю (в линейном приближении). Это имеет место в определенных (оптимальных) плоскостях регистрации поля. Подставляя условие  $\theta = 0$  в уравнение (3), можно получить следующие уравнения для оптимальных плоскостей:  $z_{\text{opt}} = \frac{\lambda(m-1/2)}{2u^2}$  для светлых полос,

$z_{\text{opt}} = \frac{\lambda m}{2u^2}$  для темных полос, где  $m = 1, 2, 3, \dots$

1.2. *Погрешность определения диаметра при регистрации интерференционного поля вблизи диаметральной плоскости измеряемого объекта.* Формируемая в диаметральной плоскости интерференционная картина достаточно чувствительна к продольным смещениям объекта [4]. Перспективным является изучение поведения интерференционного поля за диаметральной плоскостью.

Проведенные расчеты показали, что при  $z \sim \hat{z}$  ( $\hat{z} = \sqrt[3]{\lambda R^2}$  – характеристический параметр интерференционной картины) при малых углах наклона освещающего пучка ( $u \ll \sqrt[3]{\lambda/R}$ ) второй член правой части уравнения (3) является достаточно малым относительно остальных членов уравнения. Это позволяет, используя метод Ньютона, решить данное уравнение относительно  $\theta$  в аналитическом виде:

$$\theta = \left( \sqrt{\frac{L}{2z}} - u \right) \left[ 1 - \sqrt{\frac{L}{2z}} \left( \frac{2z}{R} - 2u + 3\sqrt{\frac{L}{2z}} \right)^{-1} \right]. \quad (5)$$

Проанализируем полученное выражение для случая темных полос ( $L = \lambda n$ ). Как уже отмечалось, для каждой линии постоянной интенсивности существует такая плоскость регистрации поля, в которой соответствующая ей полоса интерференционной картины не чувствительна к продольным смещениям объекта, т. е.  $\partial x / \partial z = 0$ . Оценим теперь влияние продольного смещения объекта на остальные интерференционные полосы, для которых условие  $\partial x / \partial z = 0$  не выполняется. Пусть интерференционное поле регистрируется в плоскости, оптимальной для полосы с номером  $n = k$ . Тогда, подставляя  $z_{\text{opt}} = \frac{\lambda k}{2u^2}$  в (5), получим

$$\theta = u(\sqrt{n/k} - 1) \left( 1 - \left[ \frac{\lambda k}{Ru^3 \sqrt{n/k}} + 3 - \frac{2}{\sqrt{n/k}} \right]^{-1} \right). \quad (6)$$

Можно видеть, что часть выражения (6) в квадратных скобках дает незначительный вклад. Таким образом, при регистрации поля в плоскости, опти-

мальной для интерференционной полосы с номером  $n = k$ , наклон линий постоянной интенсивности  $\frac{\partial x}{\partial z} \approx u(\sqrt{n/k} - 1)$ . Это приводит к тому, что опреде-

ление диаметра объекта с высокой точностью можно проводить только по одной полосе, для которой  $n = k$ . Положение остальных интерференционных полос в различной степени зависит от погрешности позиционирования объекта. Так, например, при выборе  $u = 1/60$ ,  $k = 1$  и  $R = 15$  мм наклон линий постоянной интенсивности для четвертой и девятой полос равен  $\left. \frac{\partial x}{\partial z} \right|_{n=4} = 0,014$ ,  $\left. \frac{\partial x}{\partial z} \right|_{n=9} = 0,028$  соответственно. При этом смещение объекта

$\Delta z = 50$  мкм приводит к ошибке определения его диаметра по четвертой полосе  $\epsilon = 1,4$  мкм, по девятой полосе  $\epsilon = 2,8$  мкм. Таким образом, использование для измерения диаметра объекта нескольких полос при выборе  $z \sim \hat{z}$  может привести к значительным ошибкам.

1.3. *Погрешность определения диаметра объекта при регистрации интерференционного поля в удаленной зоне.* Перспективным с измерительной точки зрения представляется случай регистрации поля в удаленной зоне, т. е. при  $z \gg \hat{z}$ . В этом случае (5) принимает вид

$$\theta = \left( \sqrt{\frac{L}{2z}} - u \right) \left( 1 - \frac{R}{2z} \sqrt{\frac{L}{2z}} \right). \quad (7)$$

Очевидно, что при достаточно больших  $z$  наклон линий постоянной интенсивности главным образом определяется углом освещения  $u$  (при  $z \rightarrow \infty$   $\partial x / \partial z \rightarrow -u$ ). В связи с этим наиболее целесообразным является использование нормального освещения ( $u = 0$ ). Выражение (7) в этом случае имеет вид

$$\theta = \sqrt{\frac{L}{2z}} - \frac{LR}{4z^2}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что с увеличением  $z$  наклон линий постоянной интенсивности ( $\partial x / \partial z = \theta$ ) снижается и неточность позиционирования объекта слабее влияет на положение интерференционных полос. Например, при  $R = 15$  мм,  $z = 30$  мм смещение объекта  $\Delta z = 50$  мкм приводит к ошибке определения диаметра по первой полосе  $\epsilon = 0,4$  мкм, по девятой полосе  $\epsilon = 1$  мкм.

2. **Эквивалентная модель формирования поля в удаленной зоне.** Приведенные выше результаты основаны на приближениях геометрической оптики. В диаметральной плоскости цилиндра такой метод расчетов дает достаточно точные результаты [4, 6]. В случае регистрации поля за диаметральной плоскостью, на расстоянии  $z \gg \hat{z}$ , определенное влияние будет оказывать дифракция света на цилиндре. Для оценки дифракционных эффектов перейдем от геометрических приближений к описанию интерференционного поля с позиций волновой оптики.

Формируемое объектом интерференционное поле является следствием наложения двух волн: отраженной от цилиндрической поверхности  $E_1(x_1)$  и прошедшей  $E_2(x_1)$  (рис. 5). Распределение интенсивности в регистрируемой интерференционной картине определяется выражением

$$I(x_1) = |E_1(x_1) + E_2(x_1)|^2. \quad (9)$$

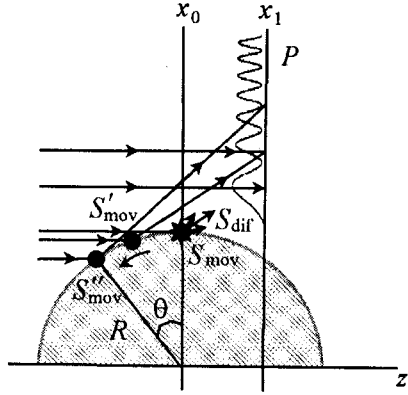


Рис. 5. Эквивалентная модель формирования поля, учитывающая дифракционные эффекты:  $S_{\text{mov}}$  – плавающий,  $S_{\text{dif}}$  – дифракционный источник

Учитывая, что отражение от гладких поверхностей с достаточно высокой точностью описывается законами геометрической оптики, поле  $E_1(x_1)$  можно рассматривать как результат отражения освещающего пучка от цилиндрического рассеивающего зеркала. Исходя из этого можно показать, что при малых

$\theta$  и  $z \gg \hat{z}$  выражение для  $E_1(x_1)$  имеет вид

$$E_1(x_1) = A(x_1) \exp\{ikz\} \exp\left\{ik\left(\frac{x_1^2}{2z} - \frac{Rx_1^3}{8z^3}\right)\right\}, \quad (10)$$

где  $A(x_1)$  – амплитуда отраженной волны в плоскости регистрации  $P$ ,  $k$  – волновое число.

Проанализируем фазу и амплитуду отраженной волны. Фазовая часть выражения (10) описывает плавающий по отражающей поверхности цилиндра точечный источник с лучевой диаграммой направленности (см. рис. 5). Что касается амплитуды, то она зависит как от отражающих свойств поверхности объекта, так и от радиуса ее кривизны. В случае кругового металлического цилиндра с зеркальной отражающей поверхностью

$$A(x_1) = \chi(x_1) \exp(i\pi),$$

где  $\chi(x_1)$  – фактор рассеивания;  $\exp(i\pi)$  – изменение фазы при отражении света от поверхности объекта. В общем случае нетрудно показать, что

$$\chi(\theta) = \sqrt{\sin\theta} \left( \cos\theta \cdot \operatorname{tg}2\theta - \sin\theta + \frac{2\sin\theta}{\cos^2 2\theta} + \frac{2z}{R\cos^2 2\theta} \right)^{-1/2}.$$

При малых  $\theta$  и  $z \gg \hat{z}$

$$\chi(x_1) \approx \frac{\sqrt{Rx_1}}{2z}. \quad (11)$$

Теперь рассмотрим вторую составляющую интерференционного поля – проходящую волну  $E_2(x_1)$ . Ее волновой фронт испытывает разрыв на краю объекта, что, как известно, приводит к появлению дифракционных эффектов. Дифракционное поле за цилиндром радиуса  $R$  можно представить как результат дифракции света на тонком (нулевой толщины) экране размера  $D = 2R$ . В рассматриваемом нами случае на размере  $D$  укладывается много зон Френеля ( $D \gg \sqrt{\lambda z}$ ), т. е. имеет место дифракция Френеля. Отсюда следует, что дифракционные картины, соответствующие каждому из краев объ-

екта, слабо взаимодействуют друг с другом и это позволяет рассматривать дифракционные поля для каждого края отдельно. Дифракционное поле от верхнего (для определенности) края объекта описывается формулой

$$E_2(x_1) = \frac{1}{\sqrt{i\lambda z}} Y(x_1) \otimes \exp\left\{\frac{ix_1^2}{\lambda z}\right\}, \quad (12)$$

где  $Y(x_1)$  – ступенчатая функция Хевисайда.

Дифракционное поле (12) можно рассматривать как результат интерференции точечного источника с анизотропной диаграммой направленности, расположенного на вершине объекта (на краю экрана), и плоской волны [7]. Как отмечалось выше, поле  $E_1(x_1)$  может быть описано с точки зрения плавающего источника с лучевой диаграммой направленности. В результате эквивалентная модель формирования поля включает плоскую монохроматическую волну и два точечных источника: плавающий  $S_{\text{mov}}$  и стационарный  $S_{\text{dif}}$ .

**3. Оценка влияния дифракционных эффектов.** Теперь оценим влияние дифракции на интерференционную картину. Для облегчения задачи воспользуемся существующей аппроксимацией [7] формулы (12), описывающей дифракцию света на краю бесконечно тонкого экрана:

$$E_2(\xi) \approx Y(\xi) - 0,5 \left( \frac{\pi|\xi|}{\sqrt{2i}} + 1 \right)^{-1} \exp\left\{i \frac{\pi\xi^2}{2}\right\} \text{sign}(\xi), \quad (13)$$

где  $\xi = x_1 \sqrt{\frac{2}{\lambda z}}$ ;  $\text{sign}(x_1) = (2Y(x_1) - 1)$  – знаковая функция.

Используя (9), (10) и (13), можно показать, что интенсивность в регистрируемой интерференционной картине достаточно хорошо описывается формулой

$$I(x_1) \approx 1 + p^2 - 2p \cos \left( \frac{\pi x_1^2}{\lambda z} + \arctg \left( \frac{1}{1 + \frac{\sqrt{2\lambda z}}{\pi x_1}} \right) \right) - 2q \cos \left( \frac{\pi x_1^2}{\lambda z} - \frac{\pi R x_1^3}{4\lambda z^3} \right), \quad (14)$$

$$\text{где } p = \frac{1}{2} \left[ \frac{\pi^2}{\lambda z} x_1^2 + \pi \sqrt{\frac{2}{\lambda z}} x_1 + 1 \right]^{-1/2}; \quad q = \frac{\sqrt{R x_1}}{2z}.$$

Первые три члена в (14) не зависят от радиуса объекта и представляют собой результат дифракции проходящей волны на краю объекта. Четвертый член описывает интерференцию отраженной волны с недифрагированной частью прошедшей волны.

Заметим, что важную роль в выражении (14) играет соотношение между  $p$  и  $q$ . Именно оно определяет степень влияния дифракции на интерференционную картину.

На рис. 6 представлены расчетные кривые  $p(x_1)$  и  $q(x_1)$  для  $R = 15$  мм,  $z = 2R$ . Видно, что  $p$  и  $q$  являются величинами одного порядка. Тем не менее следует отметить, что наиболее сильное влияние дифракция оказывает на



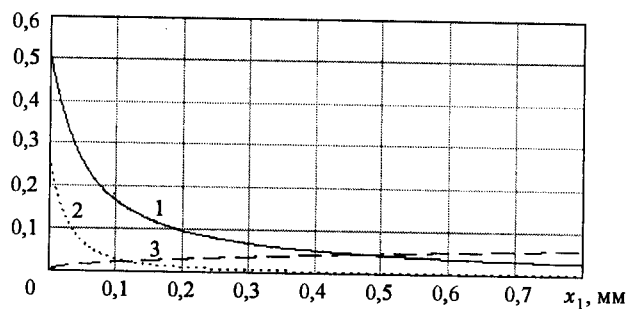


Рис. 6. Вклад дифракции в интерференционную картину: кривая 1 –  $p(x_1)$ , 2 –  $p^2(x_1)$ , 3 –  $q(x_1)$

интерференционную картину вблизи края объекта, при удалении от края влияние дифракции ослабевает. На рис. 7 приведены две расчетные кривые: кривая 1 соответствует распределению интенсивности, которое наблюдалось бы при отсутствии дифракции на краю объекта, кривая 2 построена с учетом дифракционных эффектов. Видно, что дифракция оказывает достаточно ощутимое влияние на интерференционную картину, которое выражается как в изменении контраста картины, так и в смещении интерференционных полос.

В таблице приведены результаты расчетов смещения первых десяти интерференционных полос вследствие влияния дифракции для объектов с радиусами  $R$ , равными 5 и 15 мм, при регистрации поля на различных расстояниях  $z$ :  $R/4$ ,  $R/2$ ,  $R$ .

Нетрудно видеть, что смещения интерференционных полос значительны. Так, первая полоса интерференционной картины, регистрируемой на расстоянии  $z = R/4$  для цилиндра радиуса  $R = 5$  мм, смещается вследствие влияния дифракции на 2,5 мкм. С увеличением расстояния  $z$  и увеличением радиуса объекта  $R$  влияние дифракции усиливается. Например, при выборе  $R = 15$  мм и  $z = R$  смещение первой полосы составляет 12,4 мкм. Таким образом, при определении диаметра цилиндра с прецизионной точностью при регистрации поля в удаленной зоне необходимо учитывать влияние дифракции.

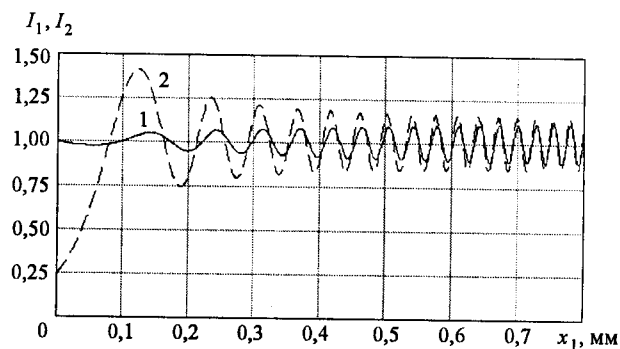


Рис. 7. Моделирование интерференционной картины без учета дифракции (кривая 1) и с учетом дифракции (кривая 2)

| №<br>п/п | Смещение интерференционных полос, мкм |       |       |                            |       |        |
|----------|---------------------------------------|-------|-------|----------------------------|-------|--------|
|          | для цилиндра с $R = 5$ мм             |       |       | для цилиндра с $R = 15$ мм |       |        |
|          | $R/4$                                 | $R/2$ | $R$   | $R/4$                      | $R/2$ | $R$    |
| 1        | 2,547                                 | 4,208 | 6,799 | 4,788                      | 7,859 | 12,423 |
| 2        | 1,056                                 | 1,617 | 2,686 | 1,874                      | 3,039 | 5,075  |
| 3        | 0,758                                 | 1,104 | 1,776 | 1,322                      | 2,025 | 3,369  |
| 4        | 0,534                                 | 0,882 | 1,371 | 1,055                      | 1,585 | 2,580  |
| 5        | 0,248                                 | 0,746 | 1,141 | 0,838                      | 1,337 | 2,126  |
| 6        | -0,057                                | 0,635 | 0,993 | 0,596                      | 1,171 | 1,830  |
| 7        | -0,223                                | 0,526 | 0,888 | 0,309                      | 1,044 | 1,623  |
| 8        | 0,221                                 | 0,406 | 0,808 | 0,017                      | 0,933 | 1,469  |
| 9        | -0,120                                | 0,270 | 0,742 | -0,204                     | 0,826 | 1,350  |
| 10       | 0,010                                 | 0,126 | 0,684 | -0,309                     | 0,715 | 1,254  |

**Заключение.** В данной работе проведено исследование интерференционного метода измерений применительно к задаче контроля диаметров круговых отражающих цилиндров.

Анализ интерференционного поля в приближении геометрической оптики показал, что при разработке оптической схемы измерителя наиболее целесообразно использовать нормальное освещение ( $u = 0$ ) и регистрировать интерференционное поле на расстоянии  $z \gg \hat{z}$  от диаметральной плоскости измеряемого объекта ( $\hat{z}$  – характеристический параметр интерференционной картины). Такой выбор параметров позволяет снизить требования к системе позиционирования объекта на измерительной позиции. Например, при регистрации поля на расстоянии  $z = 30$  мм и выборе цилиндра диаметром  $D = 30$  мм неточность позиционирования  $\Delta z = 50$  мкм приводит к погрешности измерений по первой интерференционной полосе  $\varepsilon = 0,4$  мкм.

Для оценки влияния дифракции света на интерференционную картину построена эквивалентная модель формирования поля, согласно которой его можно рассматривать как результат интерференции плоской монохроматической волны и двух точечных источников: плавающего (по поверхности объекта) с лучевой диаграммой направленности и стационарного с диаграммой направленности френелевского типа.

Показано, что дифракционные эффекты могут оказывать заметное влияние на интерференционную картину вблизи геометрического края объекта, которое необходимо учитывать при определении диаметров с прецизионной точностью.

Авторы выражают благодарность руководству Западно-Сибирской железной дороги за финансовую поддержку проекта.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Belaid S., Fang Ren K., Gréhan G. et al.** Enhancement of wire diameter measurements: comparison between Fraunhofer diffraction and Lorenz–Mie theory // Opt. Eng. 1996. **35**, N 4. P. 946.
2. **Chugui Yu. V., Pavlov A. A.** Peculiarities of cylinder diameter determination by diffraction method // Proc. IMEKO. 2000. **2**. P. 169.
3. **Boehnlein A., Harding K., Kaltenbacher E., Sieczka E.** Design of an on-machine gage for diameter measurements // Proc. SPIE. 1992. **1821**. P. 439.
4. **Erbe N. A.** Optisches Antasten des Prüflings Mittels Interferenzeinie bei Landen – und Winkelmessungen act Messmikroskop BK 70/50 des VEB Care Zersss JENA // Feingerate-technik. 1972. **2**.
5. **Рождественский Д. С.** К вопросу об изображении прозрачных объектов в микроскопе. Л.: ГОИ, 1938.
6. **Dew G. D.** The application of spatial filtering techniques to profile inspection, and an associated interference phenomenon // Opt. Acta. 1970. **17**, N 4. P. 237.
7. **Chugui Yu. V.** Constructive theory of formation and filtering the optical imaging and Fraunhofer diffraction patterns of 3D opaque object of constant thickness in coherent light // Proc. SPIE. 1996. **2655**. P. 287.

*Конструкторско-технологический институт  
научного приборостроения СО РАН,  
E-mail: chugui@tdisie.nsc.ru,  
lemeshko@ngs.ru*

*Поступила в редакцию  
28 мая 2003 г.*