

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
А В Т О М Е Т Р И Я

2002, том 38, № 3

УДК 555.411

В. П. Коронкевич, Г. А. Ленкова, А. Е. Маточкин
(Новосибирск)

СИНТЕТИЧЕСКОЕ ПРОБНОЕ СТЕКЛО

Для контроля формы поверхности сферических и параболических зеркал создан дифракционный интерферометр с френелевской зонной пластинкой (голограммой), расположенной в центре кривизны вогнутого зеркала. Определены условия минимизации инструментальной погрешности оптической схемы до значений $< \lambda/20$. Найдены способы подавления шумов и деструктивных интерференционных картин. Проведены метрологические испытания интерферометра, подтвердившие его пригодность для цехового контроля.

Введение. Зонную пластинку, генерирующую при освещении сферический или асферический волновой фронт, называют синтетическим пробным стеклом (Synthetic test glass). Это название ввели впервые Ишиока и Ломан [1]. В отличие от материального пробного стекла голограмма позволяет осуществлять контроль бесконтактным способом, избегая повреждения испытуемой поверхности. Размер голограммы не связан с размером контролируемой детали и может быть много меньше ее. В отличие от стандартных пробных стекол в процессе контроля не происходит износа голограммы.

Зонная пластинка является основным оптическим элементом дифракционного интерферометра с совмещенными ветвями и общим ходом опорного и измерительного пучков. Выполняя роль синтетического пробного стекла, голограмма формирует референтный волновой фронт. Его кривизну можно варьировать в небольших пределах, осуществляя при контроле переход от вершинной «одноточечной» к ближайшей «трехточечной» сфере сравнения. Последнее невозможно осуществить при помощи обычных пробных стекол. Форма поверхности, генерируемая голограммой, может быть аттестована с погрешностью $< \lambda/20$ на стандартных интерферометрах типа Твайман – Грина и Физо.

Интерес к дифракционным интерферометрам с совмещенными ветвями и общим ходом интерферирующих пучков объясняется несколькими причинами:

- возможностью построения интерферометра без применения высококачественных и дорогих объективов и разделительных пластин большого диаметра;
- существенным снижением влияния вибраций и температурных колебаний окружающей среды на показания интерферометра;

– отсутствием зависимости контраста и яркости интерференционного поля от монохроматичности источника и его протяженности.

Исследованию дифракционных интерферометров с общим ходом посвящен ряд исследований [2–7]. В предлагаемой работе рассматривается схема с неинвертированными волновыми фронтами. Ее цель – определить метрологические возможности интерферометра и оценить пригодность прибора для цехового контроля.

Наличие нежелательных дифракционных порядков, формируемых зонной пластинкой в проходящем и отраженном свете, приводит к появлению шумов. Интерферируя между собой, дифрагированные пучки образуют деструктивные интерференционные полосы, искажающие рабочую картину. Дополнительные шумы в поле интерференции вносят спеклы и паразитные блики от разделяющего блока и оптических компонентов. Устранение помех – важная задача, решаемая в настоящем исследовании. Особое внимание мы обращаем на уникальные свойства поля интерференции, имеющего центральную точку с нулевой разностью хода и полосы, которые можно наблюдать в белом и монохроматическом свете. В этом случае прослеживается полная аналогия с контролем пробных стекол в белом свете путем механического контакта между сравниваемыми поверхностями. В дифракционном интерферометре центральная светлая полоса характеризует наличие виртуального контакта, а ее отступление от прямой определяет асферичность контролируемой поверхности.

Оптическая схема. Зрачки и люки. Принципиальная оптическая схема интерферометра представлена на рис. 1. Собственно интерферометр состоит из двух элементов: зонной пластинки 1 и контролируемой поверхности 2. В наблюдательную часть входят диафрагма 3, объектив 4 и фотоматрица 5. В интерферометр поступает сходящийся пучок лучей от источника 6 через линзу 7 и светоделительную пластинку 8. Часть пучка, проходящая через зонную пластинку без отклонения (нулевой порядок дифракции), фокусируется в центре зеркала в точке A_1 . Этот пучок не искажается аберрациями зер-

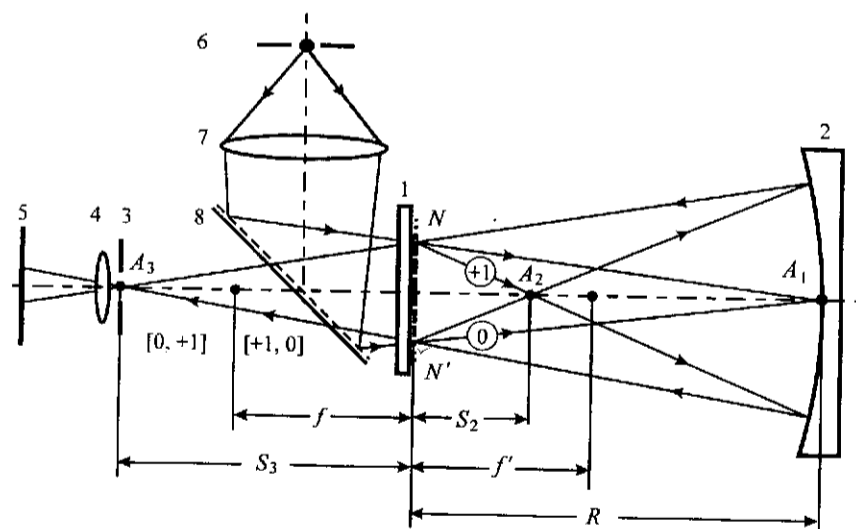


Рис. 1. Оптическая схема дифракционного интерферометра (6 – зрачок входа; A_1, A_2 – промежуточные выходные зрачки; A_3 – выходные зрачки $[0, +1]$ и $[+1, 0]$)

кала и функционирует как референтный опорный пучок. Другая часть, дифрагирующая в +1-й порядок, фокусируется в точке A_2 и действует в качестве измерительного пучка, заполняя после прохождения точки A_2 расходящимся пучком апертуру зеркала. После отражения от зеркала пучки собираются в точке A_3 , при этом референтный пучок дифрагирует в +1-й порядок $[0, +1]$, а измерительный проходит без отклонения $[+1, 0]$. После объектива 4 референтный $[0, +1]$ и измерительный $[+1, 0]$ пучки рекомбинируют, образуя в плоскости фотоматрицы 5 интерференционные полосы, которые несут полную информацию о форме поверхности зеркала, поскольку опорный пучок не искажается погрешностями испытуемой поверхности.

Если расстояние между зонной пластинкой и зеркалом точно равно радиусу кривизны, то расстояния точек A_2 и A_3 от зонной пластинки равны соответственно:

$$S_2 = fR/(R + f), \quad (1)$$

$$S_3 = fR/(R - f), \quad (2)$$

где f – фокус зонной пластинки, а R – радиус кривизны зеркала. Из (1) и (2) видно, что если $f \ll R$, то S_2 и S_3 близки по значению к f , но $S_2 < f$, а $S_3 > f$.

По аналогии с обычными оптическими системами источник света 6 можно назвать входным зрачком интерферометра, а его изображения в референтном и измерительных плечах – зрачками выхода [8]. Интерферометр имеет один зрачок входа и два зрачка выхода, расположенные в плоскости диафрагмы 3. Изображения источника внутри интерферометра в точках A_1 и A_2 являются промежуточными зрачками выхода.

Если удалить диафрагму 3 и объектив 4 и сделать оптические сечения поля на разных расстояниях от плоскости 3, то в центре (рис. 2) будут видны выходные зрачки, образуемые рабочими пучками $[0, +1]$ и $[+1, 0]$. Периферию поля займут полосы $[0, -1] + [-1, 0]$ и $[+1, -1] + [-1, +1]$. При настройке интерферометра последние будут блокироваться диафрагмой 3 и в объектив 4 пройдут только пучки $[0, +1]$ и $[+1, 0]$, формирующие рабочую интерференционную картину.

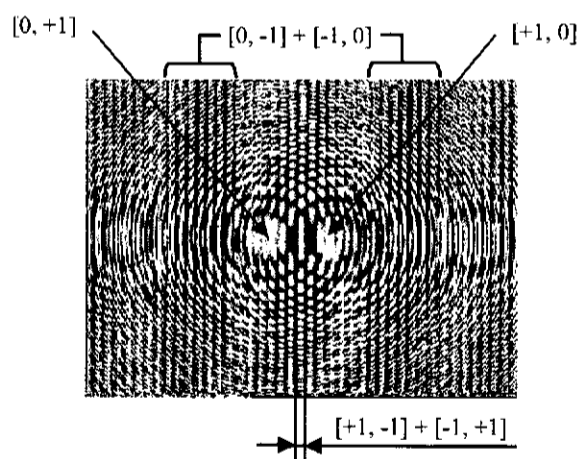


Рис. 2. Поле интерференции на выходе интерферометра вблизи диафрагмы 3 (см. рис. 1)

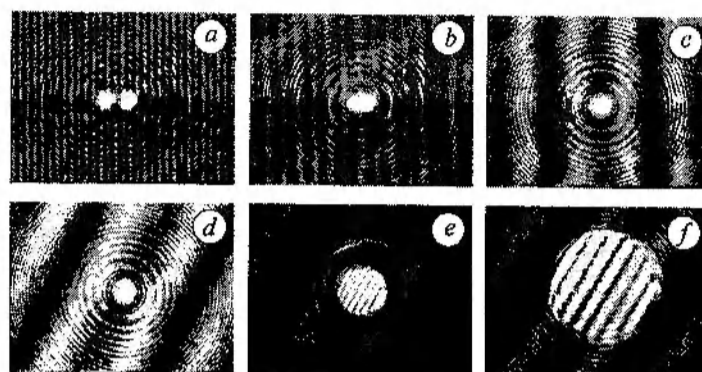


Рис. 3. Сечения поля в плоскости выходных зрачков: яркие блики в центре – выходные зрачки рабочих полос $[0, +1] + [+1, 0]$ ($a-c$); рабочие полосы на зрачках (в центральной части поля) и полосы $[+1, -1] + [-1, +1]$ (фон) ($d-f$)

На рис. 3, $a-c$ представлены сечения светового поля, демонстрирующие процесс совмещения зрачков путем сдвига испытуемого зеркала перпендикулярно оптической оси. В этих случаях полосы фона служат хорошим индикатором взаимного положения и ориентации опорного и измерительного пучков. Когда выходные зрачки совмещены, ширина полос фона становится равной бесконечности.

Рис. 3, $d-f$ демонстрирует процесс формирования рабочих полос $[0, +1] + [+1, 0]$. Сечения поля выполнены на близких расстояниях от плоскости 3. По мере удаления от зрачков нелокализованные ньютоновские полосы равной толщины видны как «полосы на зрачке». Наилучший контраст и высокую яркость они имеют в плоскости фотоматрицы 5 (в фокальной плоскости объектива 4). С этой плоскостью сопряжено изображение поверхности испытуемого зеркала. Поверхность зеркала выполняет роль люка входа системы, а поле интерференции в 5 (см. рис. 1) – люка выхода. Форма, ширина и направление полос в плоскости выходного люка не зависят от абсолютного значения разности хода и определяются только взаимным расположением выходных зрачков в 3.

Анализируя схему рис. 4, можно увидеть, что наклоны зеркала 2 не приводят к смещению опорного зрачка $[0, +1]$, поскольку промежуточный зрачок A_1 совпадает с плоскостью зеркала. Смещение зеркала вдоль оптической оси также оставляет опорный зрачок почти неподвижным, так как $f \ll R$. Смещение зеркала перпендикулярно оптической оси на малую величину a сдвигает зрачок на величину $a' = 2af$, которую можно не учитывать. Следовательно, при смещениях и наклонах зеркала опорный зрачок $[0, +1]$ сохраняет свое положение в плоскости 3. Изменение ширины, направления и формы полос в поле интерференции (плоскость 5) в основном определяет положение зрачка $[+1, 0]$ относительно практически неподвижного зрачка $[0, +1]$.

Если зрачки строго совмещены и центр кривизны сферического зеркала совпадает с плоскостью зонной пластинки, то поле будет равномерно освещено. В этом случае разность хода по всему полю равна нулю. Последнее прямо следует из рис. 1, где точки деления N и рекомбинации N' интерферирующих пучков являются изображением друг друга в испытуемом зеркале. Интерферирующие пучки нулевого и +1-го порядков от точки деления до точки рекомбинации проходят внутри интерферометра равные пути. Эта важная особенность рассматриваемой схемы не была отмечена ранее [1–3].

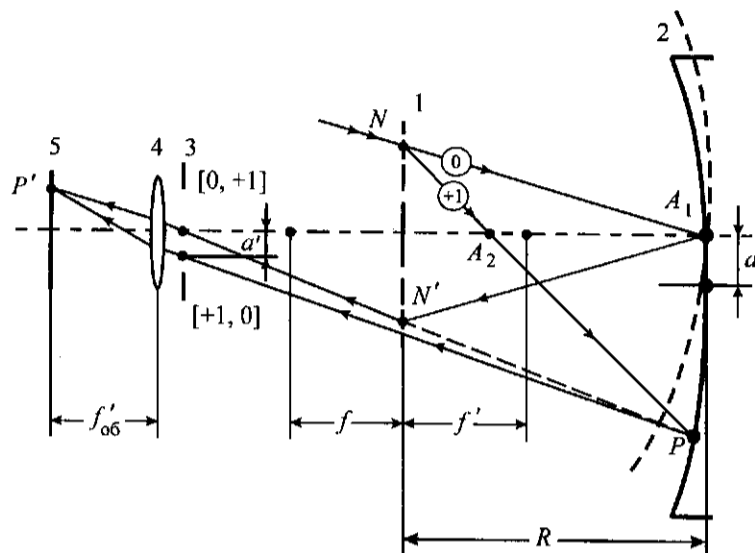


Рис. 4. Зрачки и люки интерферометра: входной люк (2), выходной люк (5) – изображение люка входа в плоскости фотоматрицы

Следовательно, независимо от того, какие функции выполняет опорный волновой фронт ближайшей или вершинной сферы, он всегда «касается» испытываемой поверхности в ее центре, где разность хода равна нулю при любых положениях зеркала.

Параметры полос в зависимости от смещений и наклонов испытываемого зеркала связаны между собой соотношениями, известными из практической интерферометрии [9]. Если соответственные точки зрачков смещены на a' в поперечном направлении (см. рис. 4), то в плоскости 5 наблюдаются прямые полосы, ширина которых равна:

$$b = \lambda f'_{ог} / a', \quad (3)$$

где $f'_{ог}$ – фокус выходного объектива 4. В случае сдвига зеркала вдоль оптической оси на величину a'' в поле зрения образуются ньютоновские кольца с радиусом

$$r_k = R \sqrt{n\lambda / a''}. \quad (4)$$

Ситуацию иллюстрирует рис. 5, полученный при испытании сферической и параболической поверхностей. Интерферограммы на рис. 5, а – с есть результат контроля высококачественной сферической поверхности, погрешность формы которой менее $\lambda/20$. Инструментальная погрешность интерферометра также не превышала $\lambda/20$. До установки зеркала в центр кривизны наблюдаются кольца. Интерференционная картина несет информацию об отступлении испытываемой поверхности от вершинной сферы. При установке зеркала в центр кривизны ширина кольца превышает поле и оно «залито» однородным цветом (см. рис. 5, б). Местные ошибки поверхности в этом случае бывают трудно различимыми. Для повышения точности измерений сдви-

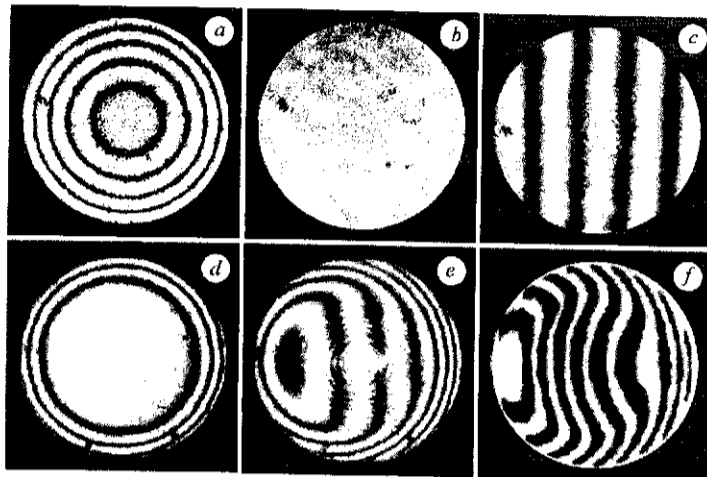


Рис. 5. Поле интерференции в плоскости выходного люка: сферическое зеркало ($R = 350,718$ мм, диаметр 64 мм) (a–c); параболическое зеркало ($R = 1499,7$ мм, диаметр 150 мм) (d–f)

гом зеркала перпендикулярно оптической оси переходили к наблюдению полос, местные искривления которых нетрудно определить с точностью 0,05–0,1 полосы (см. рис. 5, c). Смещение зеркала меняет ширину полос и их ориентацию относительно центра поля, являющегося особой точкой с нулевой разностью хода. Нулевая полоса (ребро клина) вращается вокруг центра, но не смещается.

Первая картина (рис. 5, d) соответствует положению центра кривизны параболы вблизи зонной пластинки. Она подобна картине полос, возникающих при сравнении параболы со сферой, близкой к вершинной. В этом положении при сдвиге зеркала перпендикулярно оптической оси возникают полосы, показанные на рис. 5, e. При совмещении центра кривизны зеркала с зонной пластинкой достигается положение, при котором парабола сравнивается с ближайшей сферой. В этом случае центральная полоса имеет разность хода, равную нулю в трех точках: в центре поля и на краях зеркала (рис. 5, f).

Обратим внимание еще на одну важную особенность интерференционного поля. Интерферирующие пучки нулевого и +1-го порядков образуются из одного первичного пучка N (см. рис. 4), поэтому полосы видны при протяженном источнике [8]. Их можно наблюдать в белом свете (рис. 6), поскольку разность хода интерферирующих пучков, как указывалось выше, близка к нулю. В этом случае выходные зрачки в плоскости 3 (см. рис. 1) представляют собой цветные каустики, вытянутые вдоль оптической оси. Длина каустики

$$\Delta f \approx f\Delta\lambda/\lambda, \quad (5)$$

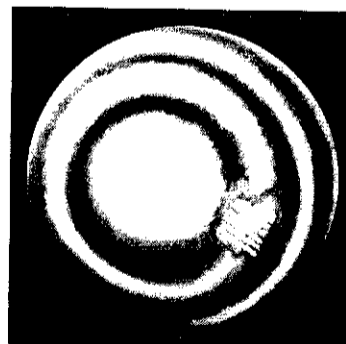


Рис. 6. Кольца в белом свете. Блик – нить накала лампы, отраженная от светоделителя

где $\Delta\lambda$ – ширина спектра источника. Вид сечения каустики подобен «полосам на расфокусированных зрачках», показанным на рис. 3. Выходная диафрагма 3 (см. рис. 1) выполняет в этом случае функцию фильтра длин волн. Меняя ее положение относительно зонной пластинки можно выделить полосы необходимой длины волны.

Деформация волнового фронта в рабочей ветви интерферометра возникает как результат суммарного влияния погрешности контролируемой поверхности, установки ее в центр кривизны и инструментальной погрешности схемы интерферометра. Последняя будет рассмотрена далее. В традиционных интерферометрах совмещение волновых фронтов испытуемой поверхности и ближайшей сферы требует от наблюдателя определенного навыка и неизбежно связано с субъективными оценками [10]. В рассматриваемой схеме эта операция существенно облегчается. Нулевая полоса интерференционного поля всегда проходит через его центр. Информацию о совпадении с ближайшей сферой дает ее положение на краю поля. Центр полосы и ее края должны лежать на одной линии.

Инструментальная погрешность. Разные условия формирования измерительного и опорного пучков приводят в рассматриваемой схеме к возникновению инструментальной погрешности. Она складывается в измерительном пучке из сферических aberrаций, возникающих при формировании изображения источника зонной пластинкой в плоскости промежуточного выходного зрачка (точка A_2 на рис. 1) и построении изображения в зеркале, поскольку измерительный пучок выходит не из центра кривизны. В опорном пучке искажение вносит сферическая aberrация зонной пластинки при переносе изображения промежуточного зрачка из точки A_2 в точку A_3 . Таким образом, инструментальная погрешность состоит из волновой aberrации, вызванной изображением в зеркале, и разности сферических aberrаций, вносимых зонной пластинкой при прохождении света по измерительному и референтному путям. Для упрощения существа дела определим волновую aberrацию схемы на примере контроля сферической поверхности.

Волновую aberrацию сферического зеркала с учетом (1) можно определить из соотношения [10]:

$$\delta_m = -u^4 [(-S_1 + R)^2 / 4S_1^2 R^3] = -u^4 / 4R^3 (f/R)^2, \quad (6)$$

где S_1 – расстояние от зеркала до предмета, $S_1 = R - S_2$ (см. рис. 1), а u – радиальная координата поверхности зеркала.

Зонная пластинка для интерферометра изготовлена в соответствии с соотношением

$$r_n^2 = fn\lambda + (n\lambda)^2 / 4, \quad (7)$$

где r_n – радиус k -го кольца структуры, $n = 1, 2, 3, \dots$. Ее сферическая aberrация при положении предмета на бесконечности равна нулю. В интерферометре зонная пластинка работает на конечных расстояниях. Расстояние до предмета для измерительного и опорного пучков равно радиусу кривизны зеркала R (см. рис. 1), а возникающая в этом случае сферическая aberrация [11] равна:

$$\delta = (3/8)\rho^4 (q - f) / f^2 q^2, \quad (8)$$

где ρ – радиальная координата поверхности пластинки, $\rho = uf/R$, а q – расстояние до изображения, равное S_1 и S_2 для опорного и измерительного пучков соответственно. Тогда с учетом (1) и (2) разность сферических aberrаций при прохождении светом зонной пластинки в измерительном и референтном пучках составит:

$$\delta_n = -(3/4)(u^4/R^3)(f/R)^2, \quad (9)$$

т. е. δ_n в 3 раза больше, чем aberrация δ_m .

Общая волновая aberrация схемы интерферометра имеет вид

$$\delta = \delta_m + \delta_n = -(u^4/R^3)(f/R)^2. \quad (10)$$

Приведенная формула характеризует искажение «эталонной синтетической сферы», задаваемой интерферометром. Значение инструментальной погрешности будет максимальным на краю апертуры, когда $u_{\max} = D/2$, где D – диаметр контролируемого зеркала. В исследуемой схеме интерференционное поле имеет в центре особую точку, в которой разность хода равна нулю, поэтому асферичность, внесенная волновой aberrацией, по структуре напоминает отступление контролируемой поверхности от вершинной (одноточечной) сферы. Для перехода к ближайшей сфере (путем смещения испытуемого зеркала) добиваются получения нулевой разности хода в центре и на краях апертуры, как это продемонстрировано на рис. 5, f . Отступление от ближайшей сферы можно определить из соотношения [12]:

$$\delta_0 = \frac{U^2}{R^2} \left(\frac{f}{R} \right)^2 [(D/2)^2 - u^2]. \quad (11)$$

В этом случае максимальное значение инструментальной погрешности в 4 раза меньше и наблюдается при $u = 0,707(D/2)$.

Существенного снижения инструментальной погрешности можно достигнуть путем уменьшения отношения f/R , хотя из чисто конструктивных соображений фокус зонной пластинки значительно уменьшить не удастся из-за разделительного блока, который необходимо расположить между зонной пластинкой и ее фокальной плоскостью (см. рис. 1).

Шумы. Распределение энергии в порядках зонной пластинки зависит от типа пластинки (амплитудная или фазовая) и от скважности [13], а для фазовой также от формы и глубины профиля [14].

Амплитудная зонная пластинка не является оптимальным светоделителем. Она разделяет падающий волновой фронт на множество порядков в отраженном и проходящем свете, и только 5 % входящего света участвует в формировании рабочей интерференционной картины. Ее контраст близок к 1, поскольку интенсивности опорного и измерительного пучков в рассматриваемой схеме строго равны друг другу и не зависят от отражающих покрытий испытуемого зеркала.

Основные помехи на рабочих полосах создают отраженные нулевой и ± 1 -й порядки дифракции и пучки двойного прохождения через зонную пластинку (в направлении к зеркалу и обратно) $[-1, 0]$, $[0, -1]$, $[0, 0]$, $[+1, -1]$ и $[-1, +1]$, которые, интерферируя между собой и с рабочими пучками $[+1, 0]$ и $[0, +1]$, образуют деструктивные интерференционные полосы.

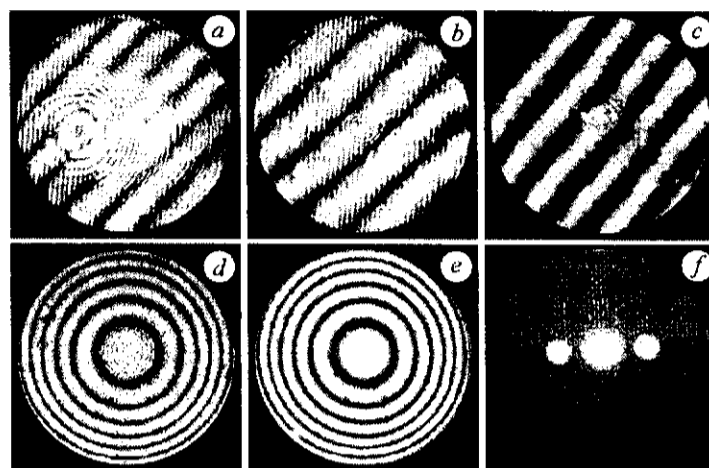


Рис. 7. Шумы в поле интерференции: в центре поля дифракционные кольца, образуемые отраженным нулевым порядком (а): полосы (узкие вертикальные) в плоскопараллельной пластинке (b): рабочие полосы $[0, +1] + [+1, 0]$ (с): интерференционные кольца в схеме с матовой пластинкой и без нее (d, e): в центре зрачок $[0, 0]$, слева и справа зрачки $[+1, -1]$ и $[-1, +1]$ (f)

Особенно существенно влияние отраженных пучков, суммарная интенсивность которых составляет 45 %. Из них нулевой и -1 -й пучки расходятся и значительно (более чем в 100 раз) ослабляются диафрагмой, а $+1$ -й совпадает с направлением рабочих пучков и фокусируется на диафрагму 3 (см. рис. 1). Интерферируя с рабочими пучками, он образует яркие круговые полосы в центре поля (рис. 7, а). Устранить эту картину можно с помощью поляризационных элементов (рис. 7, с).

Влияние пучков двойного прохождения $[-1, 0]$ и $[0, -1]$ на несколько порядков (в соотношении $(f/R)^2$) слабее пучков $[0, 0]$, $[+1, -1]$ и $[-1, +1]$ и может не приниматься во внимание. Три последних пучка при точной настройке интерферометра совпадают после прохождения зонной пластинки. Дифрагируя на выходной диафрагме 3, эти пучки образуют в фокальной плоскости объектива 4 в центре поля слабые дифракционные круговые полосы, которые не удастся подавить, и они видны на фоне центральной светлой нулевой полосы (см. рис. 7, с). В центре поля проектируются также выходные зрачки в пучках $[+1, -1]$, $[0, 0]$ и $[-1, +1]$. При установке испытуемого зеркала положение крайних зрачков относительно центрального служит индикатором правильности его настройки (рис. 7, f). В традиционных интерферометрах эту операцию обычно выполняют при помощи дополнительной оптической ветви, позволяющей вести наблюдение за положением выходных зрачков относительно неподвижного перекрестия. Здесь зрачки $[-1, +1]$, $[+1, -1]$ и $[0, 0]$ совмещены с полем интерференции. При настройке испытуемого зеркала первые два зрачка двигаются навстречу друг другу до совпадения со зрачком $[0, 0]$, который выполняет роль неподвижной марки (см. рис. 7, f).

Для устранения спеклов в поле интерференции в плоскости входного зрачка помещена вращающаяся матовая пластинка. Хотя она расширяет размер источника, но, как было показано ранее, это не оказывает влияния на контраст и яркость интерференционной картины. На рис. 7, d, e для сравнения

приведены картины круговых полос, полученные с матовой пластинкой и без нее.

Если светоделителем является плоскопараллельная пластинка, то качество полос снижается (см. рис. 7, б) из-за нелокализованной интерференции в самой пластинке (вертикальные узкие полосы). Применение светоделительных кубиков устраняет этот дефект, но возникают блики от нерабочих поверхностей кубика, которые подавляют обычным путем – юстировкой и блокированием паразитных пятен.

Эффективность схемы по энергии можно повысить, если применить бинарную фазовую зонную пластинку, высота фазового профиля которой подобрана таким образом, чтобы интенсивности дифрагированных пучков нулевого и ± 1 -го порядков были равны между собой. Как показывают расчеты [14], в этом случае при скважности дифракционной структуры, равной 1 : 2, геометрическая высота профиля

$$h = 2,008\lambda / [2\pi(n - 1)], \quad (11)$$

где n – показатель преломления материала подложки. Интенсивности рабочих пучков $[0, +1]$ и $[+1, 0]$ в сумме возрастают до 16,6 %, что в 3 раза больше, чем при амплитудной зонной пластинке. Существенно снижается (до 3,5 %) интенсивность отраженного света и соответственно интенсивность деструктивной интерференционной картины автоколлимационного характера. В этом случае применение поляризационных компонентов для подавления отраженных бликов является необязательным.

Практическая схема. Для контроля вогнутых сферических и параболических зеркал нами был построен интерферометр для работы в условиях оптического цеха. В его основу положена схема рис. 1 с небольшими изменениями: в плоскость входного зрачка б (см. рис. 1) введено вращающееся матовое стекло для подавления спеклов.

В качестве источника света применялся обычный полупроводниковый лазер. Длина волны его излучения $\lambda = 0,650$ мкм была определена путем сравнения с длиной волны стабилизированного гелий-неонового лазера. Входящая в комплект лазера асферическая линза использовалась в качестве конденсора для проектирования источника на матовое стекло.

Зонные пластинки для интерферометра были изготовлены прямой лазерной записью по технологии, разработанной нами [15]. Пластинки рассчитывались для положения предмета в бесконечности. Фокусные расстояния пластин равны 25, 50 и 100 мм при диаметре 10–25 мм. Пластина с $f = 100$ мм имела фазовый рельеф, глубина которого соответствовала 0,54 мкм, т. е. была близка к глубине, вычисленной из соотношения (11). Структура остальных пластин была амплитудной.

Контроль волнового фронта, генерируемого зонными пластинами, осуществлялся на интерферометре фирмы “Zugo”. Годными признавались пластины, у которых отступление волнового фронта от сферы не превышало $\lambda/20$. Разработанный прибор позволял контролировать вогнутые сферические и параболические поверхности с относительным отверстием от 1 : 30 до 1 : 4. Габариты интерферометра без учета блока крепления зеркал составляли 90 × 90 × 50 мм.

Метрология. Для испытаний прибора была выбрана партия вогнутых сферических и параболических деталей с радиусами кривизны, лежащими в пределах от 350 до 1500 мм. Предварительно детали были аттестованы на ин-

терферометре фирмы "Zygo". При аттестации измерения проводили в режиме «вычитания оптической силы». Зафиксированные в этих условиях отступления от ближайшей сферы сравнивались с показаниями исследуемого прибора.

Измерение параболических поверхностей проводили на интерферометре фирмы "Zygo" двумя разными методами: из фокуса по схеме Ричи с применением дополнительного зеркала и из центра кривизны. На разработанном нами интерферометре контроль параболических поверхностей проводился аналогично контролю сфер, т. е. из центра кривизны.

Для примера на рис. 8 представлены иллюстрации поля, полученные на сравниваемых приборах. Из них видно, что интерференционные картины хорошо согласуются между собой. Из сравнения измерений двенадцати деталей с $R = 350$ мм и диаметром 64 мм установлено, что расхождения средних значений отступлений от сферы находились в пределах 0,035 мкм.

При контроле параболической поверхности ($R = 1500$ мм, диаметр 150 мм) на интерферометре фирмы "Zygo" и на дифракционном интерферометре расхождение результатов измерения не превышало 0,1 полосы. Определение максимального отступления параболической поверхности от расчетного значения, заданного в чертеже, проводилось на расстоянии от центра, равном 0,7 радиуса зеркала.

Отметим основные недостатки и достоинства разработанного дифракционного интерферометра.

Оптической схеме и выбранному методу контроля присуща инструментальная погрешность, но она может быть снижена до требуемого уровня путем применения зонных пластинок, имеющих малый фокус и диаметр (в нашем случае $f = 25$ мм, диаметр 10 мм). Устранение шумов осуществляется при помощи поляризационной оптики или фазовых зонных пластинок с точным выполнением глубины фазового микрорельефа.

Ряд таких достоинств интерферометра, как резкое снижение влияния вибрации, температурных и турбулентных колебаний воздуха, независимость показаний прибора от покрытий испытуемого зеркала и другие были отмечены в [2-7]. Обратим внимание на следующее:

1. Сравнимые волновые фронты имеют мнимую точку ка-

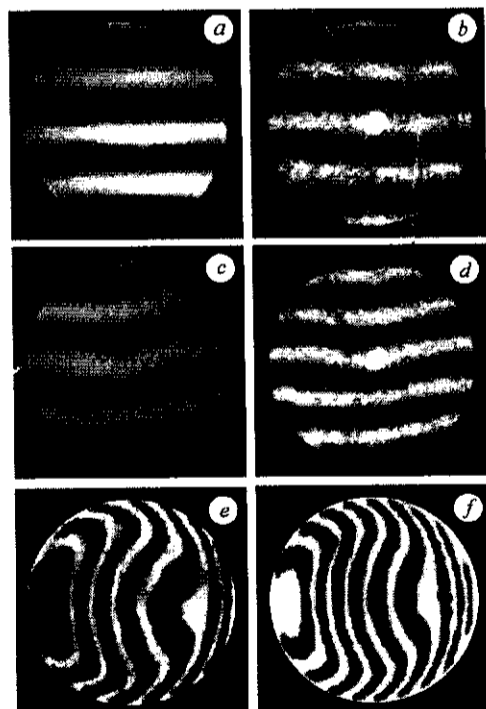


Рис. 8. Интерферограммы, полученные на дифракционном интерферометре и интерферометре фирмы "Zygo": сферическая поверхность (a-d); параболическая поверхность (e, f); интерферограмма интерферометра фирмы "Zygo" (a, c, e); интерферограмма дифракционного интерферометра (b, d, f)

сания, соответствующую нулевой разности хода. Интерференционная картина несет информацию об отступлениях от вершинной сферы. Для перехода к ближайшей сфере достаточно сместить зеркало вдоль оптической оси и выставить на одной линии нулевую полосу в центре и на краях зеркала.

2. Интерферирующие пучки образуются из одного первичного пучка (полосы Ньютона). Это снимает ограничение на протяженность источника и его монохроматичность. Интерферометр может работать с квазимонохроматическим источником излучения (например дешевым коммерческим полупроводниковым лазером) или с обычной лампой накаливания. В последнем случае не требуются устройства для удаления спеклов.

3. Для контроля зеркал с относительным отверстием от 1 : 30 до 1 : 4 достаточно одной и той же зонной пластинки. Зонная пластинка, светоделительные и другие оптические элементы интерферометра по габаритам приблизительно в 20 раз меньше контролируемой поверхности.

4. Интерферометр не требует наличия дополнительной оптической ветви для установки испытуемого зеркала в исходное положение. Настройка осуществляется по положению зрачков $[0, 0]$, $[+1, -1]$ и $[-1, +1]$, наблюдаемых в центре поля.

5. Интерферометр легко настраивается, так как в центре интерференционного поля всегда наблюдается нулевая разность хода (особая точка).

В заключение авторы выражают благодарность Т. Л. Долговой за помощь в проведении метрологических испытаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ichioka J., Lohman A. W. Interferometric testing of large optical components with circular computer holograms // *Appl. Opt.* 1972. 11. P. 2598.
2. Smart R. N. Zone plate interferometer // *Appl. Opt.* 1974. 13. P. 1093.
3. Huand J., Ohyama N., Honda T. A null test of conic surfaces in zone plate Interferometer // *Opt. Commun.* 1989. 72. P. 17.
4. Lohman A. W. An interferometer with a zone plate as beam-splitter // *Opt. Acta.* 1985. 32. P. 1465.
5. Honda T., Kawamoto Y., Guan H. et al. Zone-plate null interferometer for measuring aspherical mirror with large aperture // *SPIE.* 1992. 1720. P. 305.
6. Poleshchuk A. G., Churin E. G., Matochkin A. E. Common pass interferometer with off-axis computer generated hologram // *EOS Topical Meeting Digest series, Budapest, Hungary, 9–11 October. 2001.* 30. P. 60.
7. Nomura T., Kamiya K., Miyashiro H. et al. Method to obtain a clear fringe pattern with a zone-plate interferometer // *Appl. Opt.* 1995. 34. P. 2187.
8. Захарьевский А. Н. Интерферометры. М: ГИОМ, 1952.
9. Коломийцов Ю. В. Интерферометры. Л.: Машиностроение, 1976.
10. Максугов Д. Д. Астрономическая оптика. Л.: Наука, 1979.
11. Young M. Zone plates and their aberration // *JOSA.* 1972. 62. P. 972.

12. Пуряев Д. Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей. М.: Машиностроение, 1976.
13. Ленкова Г. А. Особенности распределения интенсивности в дифракционном спектре

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
E-mail: koronkevich.v.p.@iae.nsk.su*

*Поступила в редакцию
27 февраля 2002 г.*

Подписка на наш журнал – залог Вашего успеха!