

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 535.4 : 681.787

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ДИФРАКЦИОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕОРИИ ЗАХАРЬЕВСКОГО

Г. А. Ленкова

*Учреждение Российской академии наук
Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: lenkova@iae.nsk.su*

Представлены результаты аналитического исследования свойств дифракционного интерферометра с общим ходом неинвертированных волновых фронтов. Интерферометр основан на зонной пластинке Френеля и предназначен для контроля формы поверхностей и зеркал 2-го порядка. Показано, что применение теории зрачков и люков позволяет существенно упростить рассмотрение оптической схемы, наглядно анализировать форму интерференционных полос и рассчитать оптимальную конструкцию интерферометра. Полученные формулы, связывающие положения зрачков и люков (входных, промежуточных и выходных) с фокусом зонной пластинки и радиусом кривизны зеркала, могут быть полезны при разработке дифракционных интерферометров различных конструкций.

Ключевые слова: дифракционный интерферометр, неинвертированные волновые фронты, зонная пластинка Френеля, зрачки и люки интерферометра.

Введение. В геометрической оптике существуют понятия апертурной и полевой диафрагм [1]. Апертурной диафрагмой, определяющей светосилу прибора, могут служить оправы линз или специальные материальные диафрагмы. Параксиальные изображения этой диафрагмы в пространствах предметов и изображений называют входным и выходным зрачками соответственно. Полевая диафрагма ограничивает размер изображаемой части предмета и располагается в плоскости предмета или в одной из плоскостей, с ней сопряжённых. Изображения этой диафрагмы в пространствах предметов и изображений называют входными и выходными люками (или входными и выходными окнами) соответственно. Изображение диафрагмы (из всех имеющихся), которое видно под наименьшим углом из осевой точки предмета, называется входным зрачком, а из центра входного зрачка — входным люком. В зависимости от оптической схемы входной или выходной зрачок может совпадать с апертурной диафрагмой, а входной или выходной люк — с полевой диафрагмой. Оперирование положением зрачков и люков создаёт определённые удобства при анализе оптических схем.

По аналогии с геометрической оптикой Захарьевским разработана общая теория интерферометров на основе зрачков и люков [2]. Известно, что определение разности хода в различных точках интерференционного поля путём непосредственного просчёта хода лучей часто связано со значительными трудностями, особенно если учесть, что оптические системы современных интерферометров достаточно сложны. Применение понятий зрачков и люков позволяет анализировать многие свойства интерференционной схемы и определять наиболее значимые параметры интерферометров (размеры и расположение оптических деталей, диафрагм и т. д.), руководствуясь простыми геометрическими построениями и формулами для расчёта производных функций от разности хода интерферирующих лучей. Также можно легко оценивать влияние малых перемещений деталей интерферометра

на форму интерференционных полос, что необходимо при сборке и регулировке интерферометров. Как принято в теории интерферометров [2], здесь и далее под интерферирующими лучами подразумеваются нормали к поверхностям интерферирующих волновых фронтов. Такое представление удобно для вычисления разности хода волновых фронтов различной формы в заданных точках поля интерференции. В зависимости от контекста применяется понятие лучей или фронтов. Обычно на оптических схемах интерферометров ход волновых фронтов обозначается направлением нормалей, т. е. направлением лучей.

В [2] анализируются схемы различных интерферометров, но в их число не входят дифракционные, хотя они обладают рядом преимуществ перед традиционными интерферометрами Физо, Тваймана — Грина, Маха — Цендера и другими [3]. Особенность дифракционных интерферометров заключается в том, что в них измерительное и референтное (опорное) плечи пространственно совмещены, поэтому интерференционная картина практически не зависит от механических вибраций и температурных колебаний окружающего воздуха.

Дифракционные интерферометры, исследуемые в предлагаемой работе, основаны на применении зонной пластинки Френеля и предназначены для контроля формы поверхностей и зеркал 2-го порядка (сферических и асферических) [4, 5]. Эти интерферометры не требуют эталонных поверхностей сравнения, а также крупногабаритных светоделителей и объективов, позволяют создавать компактные устройства с устойчивой интерференционной картиной. Оптические схемы интерферометров по конструктивному принципу имеют три модификации в зависимости от положения центра кривизны зеркала относительно зонной пластинки [4], а по сути их можно разделить на две группы, в первой из которых интерферируют инвертированные волновые фронты (т. е. повернутые вокруг оптической оси на 180° относительно друг друга), а во второй — неинвертированные.

Дифракционные интерферометры первой группы не имеют инструментальной погрешности, но для их реализации необходимы оптические элементы высокого качества и источники света с высокой пространственной и временной когерентностью. Для интерферометров второй группы отсутствуют жёсткие требования к пространственной когерентности источника света (можно применять полупроводниковые лазеры, светодиоды, лампы накаливания). Эти интерферометры представляют практический интерес, так как они мало чувствительны к качеству изготовления оптических элементов и aberrациям освещающего пучка. Инструментальная погрешность, свойственная интерферометрам второй группы, может быть предварительно рассчитана и учтена при обработке результатов измерений. Подробный анализ инструментальной погрешности приводится в [6].

Цель данной работы — аналитическое исследование свойств дифракционного интерферометра с неинвертированными волновыми фронтами, основанного на зонной пластинке Френеля, с применением теории зрачков и люков. Интерферометр предназначен для контроля формы поверхностей и зеркал 2-го порядка.

Элементы общей теории интерферометров. В отличие от обычных оптических приборов в интерферометрах входной зрачок — это источник света (не изображение апертуры), которым может быть сечение сфокусированного светового пучка или освещённая диафрагма, а выходной люк — это поле интерференции (не полевая диафрагма), или плоскость наблюдения интерференционной картины [2]. Большинство технических интерферометров включает две ветви, представляющие собой отдельные оптические системы. Ветви интерферометра имеют общий входной зрачок и общее поле (выходной люк), но каждая из них формирует свои изображения входного зрачка и выходного люка. Таким образом, интерферометр по сравнению с обычным оптическим прибором имеет два выходных зрачка и два входных люка. Подобно тому, как это принято в обычных оптических приборах, совокупность входного зрачка и двух входных люков можно отнести к пространству пред-

метов, а совокупность двух выходных зрачков и выходного люка (поля) — к пространству изображений.

Как было отмечено во введении, особенность теории интерферометров [2] заключается в том, что она опирается на производные функции от разности хода интерферирующих лучей, которые зависят только от взаимного расположения зрачков и люков. Далее будут рассмотрены формирование зрачков и люков в дифракционном интерферометре и их связь с видом, шириной и направлением интерференционных полос.

Дифракционный интерферометр. Собственно интерферометр состоит из контролируемой поверхности (зеркала) и зонной пластинки, выполняющей одновременно функции светоделителя и линзы (положительной или отрицательной) [5]. Принципиальная оптическая схема дифракционного интерферометра второй группы (с неинвертированными волновыми фронтами) представлена на рис. 1. В этом интерферометре центр зонной пластинки совпадает с центром кривизны зеркала. Интерферометр освещается сходящимся пучком лучей, сформированным от источника света 1 с помощью объектива 2. После отражения от светоделительной пластины 3 свет направляется к зонной пластинке 4 и зеркалу 5. Часть пучка $[0]$, проходящая через зонную пластинку без отклонения (0-й порядок дифракции), фокусируется в центре зеркала в точке A_1 . Этот пучок не искажается аберрациями зеркала и функционирует как референтный (опорный) пучок. Другая часть $[+1]$, дифрагирующая в +1-й порядок, формирует измерительный (тестируемый) пучок, который сначала фокусируется в точке A_2 , а затем заполняет расходящимся пучком апертуру зеркала. После отражения от зеркала и вторичного прохождения через зонную пластинку референтный пучок дифрагирует в +1-й порядок, а измерительный пучок проходит без отклонения. В результате оба пучка $[0, +1]$ и $[+1, 0]$ идут практически по одному и тому же пути и фокусируются в точке A_3 . Далее пучки проходят через диафрагму 6 и объектив 7 и формируют в плоскости фотоматрицы 8 интерференционную картину, несущую информацию об отклонениях поверхности зеркала от идеальной формы. С помощью объектива на фотоматрицу проектируется также поверхность зеркала.

Расстояния S_2 и S_3 от пластинки до точек A_2 и A_3 , которые являются изображениями точки A_1 , формируемыми зонной пластинкой как линзой в проходящем и отражённом от

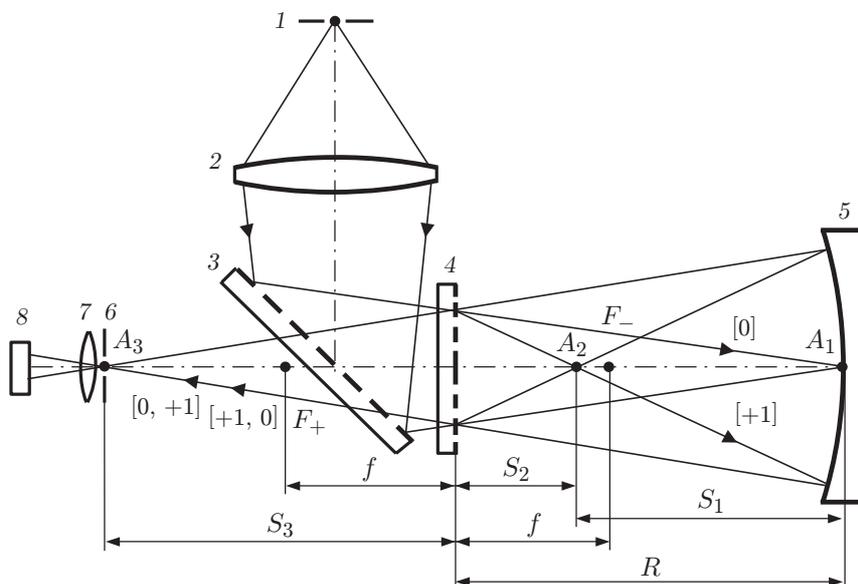


Рис. 1. Оптическая схема дифракционного интерферометра

зеркала свете, соответствуют (на основании формул геометрической оптики) следующим выражениям:

$$S_2 = fR/(R + f); \quad S_3 = fR/(R - f), \quad (1)$$

где f — фокусное расстояние зонной пластинки; R — радиус кривизны зеркала. Если $f \ll R$, то S_2 и S_3 близки по значению f , но $S_2 < f$, а $S_3 > f$. Точки A_2 и A_3 расположены от отрицательного (F_-) и положительного (F_+) фокусов пластинки соответственно на расстояниях

$$df = f^2/(R + f); \quad df' = f^2/(R - f). \quad (2)$$

По отношению к зеркалу точка A_2 является предметом. Эта точка и её изображение расположены от зеркала на расстояниях

$$S_1 = R - S_2 = R^2/(R + f); \quad S'_1 = (S_1 R)/(2S_1 - R) = R^2/(R - f). \quad (3)$$

Из (3) следует, что изображение в зеркале отстоит от зонной пластинки на расстоянии $S'_1 - R = fR/(R - f)$, т. е. совпадает с изображением для зонной пластинки (1). Рис. 1 и формулы (1)–(3) соответствуют положению, когда расстояние между зонной пластинкой и зеркалом точно равно радиусу кривизны зеркала. Только в этом случае точки фокусировки референтного и измерительного пучков совпадают в точке A_3 .

Зрачки и люки дифракционного интерферометра. Рассмотрим дифракционный интерферометр с позиций зрачков и люков. Источник света 1 на рис. 1 является входным зрачком интерферометра. После прохождения света через зонную пластинку образуются промежуточные зрачки A_1 и A_2 как изображения входного зрачка в плечах интерферометра. Выходные зрачки референтного A_{3r} (изображение A_1 зонной пластинкой как положительной линзой) и измерительного A_{3t} (изображение A_2 в зеркале) пучков совпадают с точкой A_3 , если центр зонной пластинки находится в центре кривизны зеркала, или формируются вблизи неё при небольших смещениях зеркала.

Особенность дифракционного интерферометра с общим ходом интерферирующих волновых фронтов заключается в том, что референтные и измерительные фронты совпадают в центре зеркала и разность хода в этой точке всегда равна нулю независимо от смещения зеркала относительно зонной пластинки. Референтный волновой фронт имеет сферическую форму с центром кривизны в точке A_3 (или A_{3r}) и радиусом кривизны R_r , который с учётом мнимого продолжения пучка $[0, +1]$ обратно за зонную пластинку в сторону зеркала и соотношения (1) запишем как

$$R_r = S_3 + R = R^2/(R - f). \quad (4)$$

Выходным люком служит поле интерференции, проектируемое на фотоматрицу или на сетчатку глаза. Поверхность фотоматрицы совмещается с изображением оправы зеркала, расположенной от зрачков на расстоянии $R_r - h$, где $h = D^2/(8R)$ — стрелка прогиба зеркала, D — диаметр зеркала. Обычно $D \ll R$, поэтому практически на фотоматрицу будут проектироваться одновременно поверхность зеркала и интерференционное поле. Входные люки — это изображения выходного люка в плечах интерферометра, а фактически это картины распределения фаз измерительного и референтного волновых фронтов в плоскости, проходящей через центр зеркала. Входными люками можно также считать поверхности исследуемого и идеального сферического зеркал, так как референтный пучок, отражаясь в центре зеркала, сохраняет сферическую форму пучка, падающего на зонную пластинку.

Если расстояние между зеркалом и зонной пластинкой точно равно радиусу кривизны зеркала, то интерференционное поле будет иметь равномерную или плавно меняющуюся (при наличии аберраций) освещённость. Для визуализации аберраций зеркало смещают поперёк или вдоль оптической оси. При этом будут наблюдаться полосы или кольца, по изгибу и ширине которых можно судить о качестве изготовления зеркала. Полоса, проходящая через центр, и центральная часть кольцевой картины имеют максимум интенсивности, так как в центре зеркала (входного люка) разность хода интерферирующих лучей всегда равна нулю.

Схемы хода лучей при смещении зеркала относительно зонной пластинки приведены на рис. 2 и 3. Сплошными линиями показаны лучи при несмещённом положении зеркала, когда центр зонной пластинки 1 совпадает с центром кривизны контролируемого зеркала 2.

Поперечное смещение зеркала. Смещения зеркала в направлении, перпендикулярном к оптической оси, обычно очень малы и не влияют на положение промежуточного зрачка A_1 и ход референтного (опорного) пучка. Поэтому выходной зрачок A_{3r} , соответствующий этому пучку, остаётся неподвижным и совпадает со зрачком A_3 . Смещается только выходной зрачок измерительного пучка A_{3t} . На рис. 2 показан ход лучей этого пучка (штрихпунктирные линии) при смещении зеркала вверх относительно оптической оси зонной пластинки на величину a . В этом случае промежуточный зрачок A_2 будет не на оси зеркала и его изображение A_{3t} в зеркале сместится относительно оси зеркала и оси зонной пластинки на расстояния

$$a' = a(R + f)/(R - f); \quad a + a' = 2Ra/(R - f) \approx 2a. \quad (5)$$

Таким образом, выходные зрачки A_{3r} и A_{3t} будут расположены относительно друг друга на расстоянии $a + a'$, а выходной люк (поле интерференции в плоскости зеркала 2) — на расстоянии R_r (4) от зрачков.

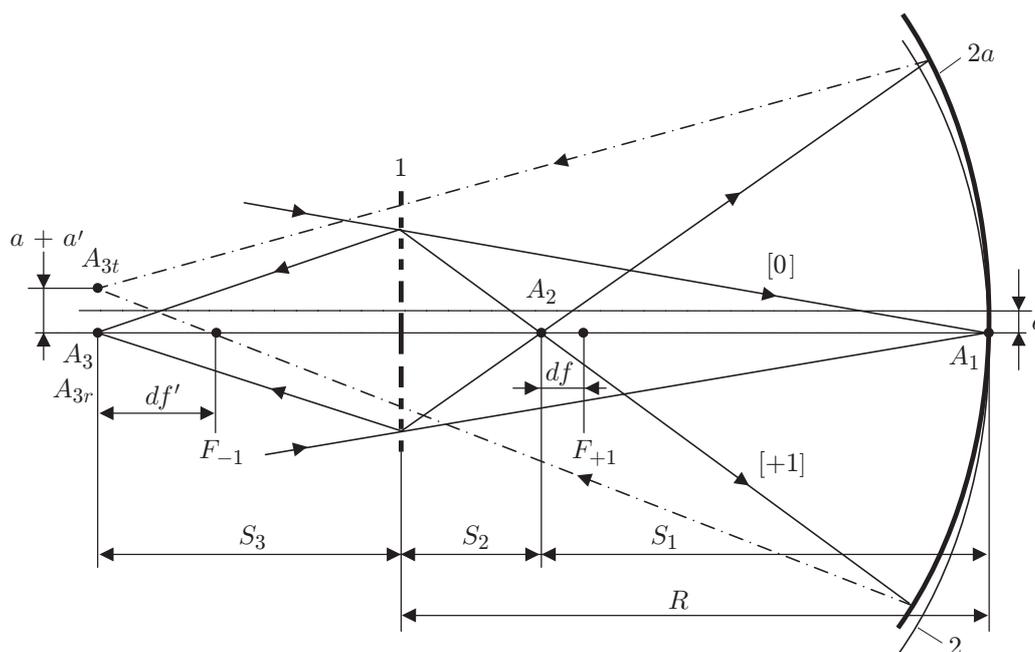


Рис. 2. Схема хода интерферирующих лучей при поперечном смещении зеркала (2 и $2a$ — положения зеркала на оси и при смещении на расстояние a)

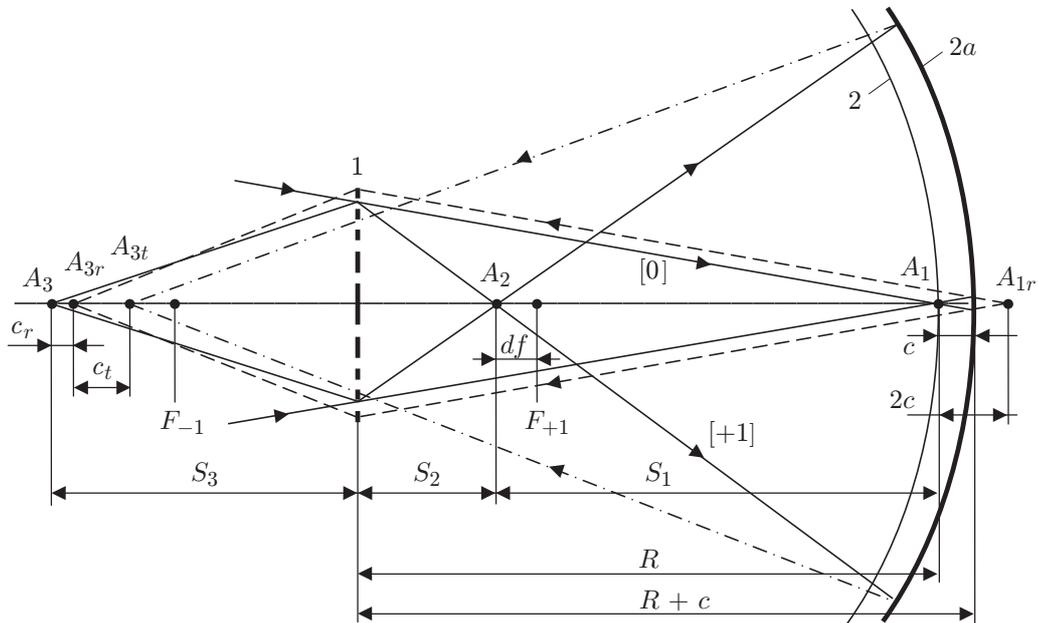


Рис. 3. Схема хода интерферирующих лучей при продольном смещении зеркала (2 и 2а — положения зеркала на расстоянии от зонной пластинки $S_1 = R$ и при смещении на расстояние c)

Продольное смещение зеркала. При смещении зеркала вдоль оптической оси изменяется ход обоих пучков. На рис. 3 показан ход референтного (штриховые линии) и измерительного (штрихпунктирные линии) пучков при удалении зеркала на величину c в положение 2а. Направления смещений зеркала и выходных зрачков A_{3r} и A_{3t} совпадают. Значения смещений выходных зрачков относительно зрачка A_3 запишем в виде

$$c_r = 2cf^2/(R-f)^2; \quad c_t = 2c(R^2 + f^2)/(R-f)^2, \quad (6)$$

а взаимное смещение зрачков

$$c_t - c_r = 2cR^2/(R-f)^2. \quad (7)$$

При $f \ll R$ из (6) и (7) следует, что $c_r \ll 2c$, а $c_t \approx 2c$, т. е. практически смещается только измерительный зрачок A_{3r} и $c_t - c_r \approx 2c$.

Формирование интерференционных полос. Длины оптических путей в каждой ветви, разность хода Δ и порядок интерференции Δ/λ (λ — длина волны источника света) могут быть определены только при известной схеме интерферометра. Напротив, направление, форма и ширина полос не зависят непосредственно от разности хода Δ .

Пусть разность хода выражена в виде функции от координат точек поля: $\Delta = \Delta(x, y)$. Если из некоторой точки поля P с координатами (x, y) (рис. 4) переместиться в близкую к ней точку P' с координатами $(x + dx, y + dy)$, то приращение разности хода $d\Delta = \Delta'_x dx + \Delta'_y dy$, где $\Delta'_x = \delta\Delta/\delta x$ и $\Delta'_y = \delta\Delta/\delta y$. Вдоль интерференционной полосы $d\Delta = 0$. Полагая $y' = dy/dx$, получаем $\Delta'_x + \Delta'_y y' = 0$. Из последнего соотношения следует

$$y' = -\Delta'_x/\Delta'_y. \quad (8)$$

Здесь y' — угловой коэффициент касательной к интерференционной полосе, определяющий направление полос.

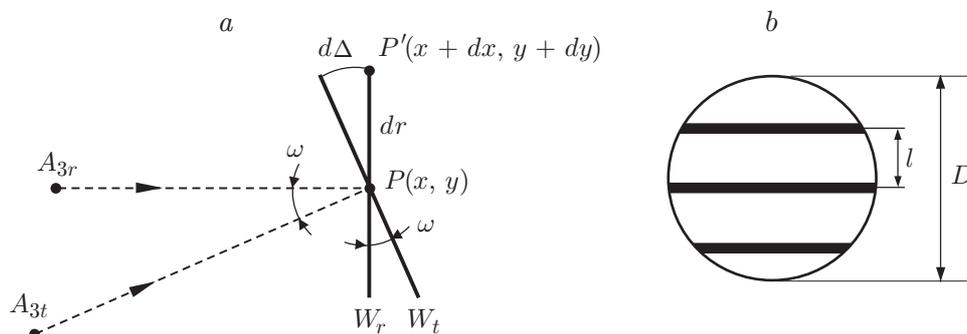


Рис. 4. Схема формирования интерференционных полос: *a* — взаимное расположение интерферирующих лучей $A_{3r}P$, $A_{3t}P$ и волновых фронтов W_r , W_t ; *b* — форма интерференционных полос ($l = D/N$ — ширина полосы, соответствующая разности хода $d\Delta = \lambda$, D — диаметр зеркала, N — число полос в поле интерференции)

По направлению, перпендикулярному к полосам, изменение разности хода на единицу длины выражается производной $d\Delta/dr = \sqrt{\Delta'_x{}^2 + \Delta'_y{}^2}$, а так как от полосы к полосе разность хода изменяется на длину волны λ , то ширина полос

$$l = \lambda/(d\Delta/dr) = \lambda/\sqrt{\Delta'_x{}^2 + \Delta'_y{}^2}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) видно, что направление y' и ширина полос l зависят только от приращений разности хода $d\Delta$, Δ'_x , Δ'_y , и поэтому при определении формы полос постоянный член в разности хода не имеет значения.

Для того чтобы выяснить смысл производной $d\Delta/dr$, от которой зависит ширина полос, допустим, что в некоторой точке поля $P(x, y)$ сходятся два интерферирующих луча $A_{3r}P$ и $A_{3t}P$ под углом ω друг к другу (рис. 4, *a*). Этим лучам соответствуют две волновые поверхности W_r и W_t , небольшие участки которых вблизи точки P можно считать плоскими. Линия пересечения волновых поверхностей перпендикулярна к плоскости, в которой лежат интерферирующие лучи. Вдоль этой линии разность хода не изменяется. На расстоянии dr от точки P приращение разности хода равно $d\Delta$, поэтому $d\Delta/dr = \omega$ и формула (9) может быть представлена в виде

$$l = \lambda/(d\Delta/dr) = \lambda/\omega. \quad (10)$$

Таким образом, интерференционные полосы в каждой точке поля (рис. 4, *b*) направлены параллельно линии пересечения волновых поверхностей (см. рис. 4, *a*), а ширина полос зависит только от длины волны λ и угла сходимости интерферирующих лучей ω .

В каждой ветви интерферометра путь от источника света до точки поля P можно разделить на две части: одна часть — от источника до выходных зрачков A_{3r} и A_{3t} , а другая — от зрачков до точки поля (выходного люка). Первая часть пути в каждой из ветвей сохраняется постоянной для всех лучей, поэтому разность хода также будет постоянной. Во второй части все интерферирующие лучи проходят через выходные зрачки A_{3r} и A_{3t} ; направление, форма и ширина полос зависят только от расположения этих зрачков относительно выходного люка.

Рассмотрим форму и ширину интерференционных полос на основе взаимного расположения выходных зрачков и люков (рис. 5). При поворотах зеркала или смещениях поперёк оптической оси (см. рис. 2 и 5, *a*) измерительный фронт наклоняется относительно опорного, а при смещении вдоль оси (см. рис. 3 и 5, *b*) изменяется кривизна интерферирующих

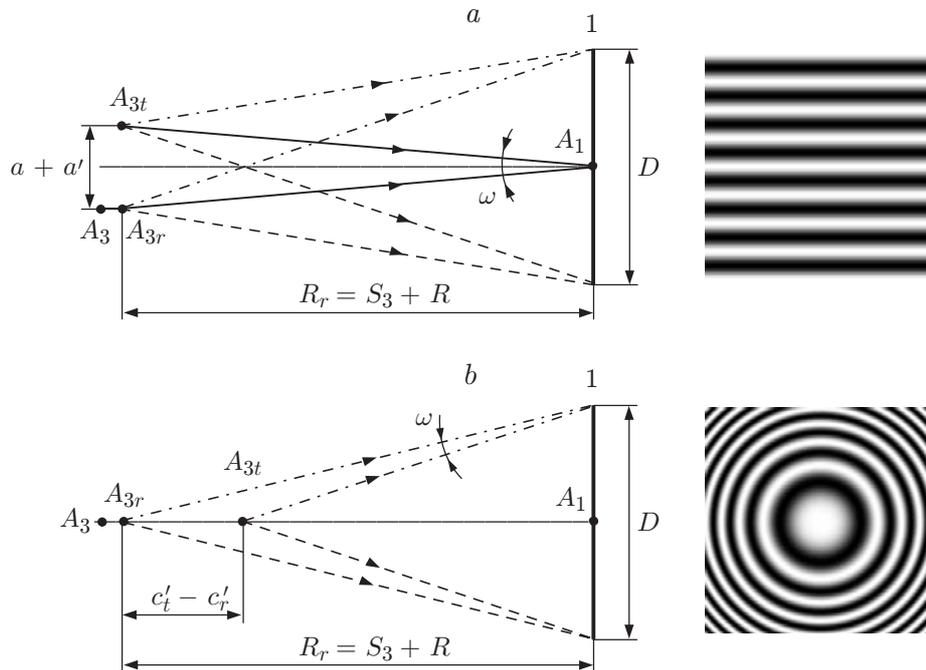


Рис. 5. Взаимное расположение выходных зрачков A_{3r} , A_{3t} и поля 1 (люка): при поперечном (а) и продольном (b) смещении сферического зеркала. Сплошными линиями обозначены интерферирующие лучи для центра поля, пунктирными и штрихпунктирными — для крайних точек поля

волновых фронтов. В первом случае (см. рис. 5, а) форма полос линейная аналогично полосам в клине или полосам равной толщины [2]. Угол между интерферирующими лучами ω в пределах диаметра зеркала D изменяется незначительно и равен углу в центре поля:

$$\omega = (a + a')/R_r, \quad (11)$$

поэтому в поле наблюдается система равноотстоящих параллельных интерференционных полос. Ширина полос l определяется на основе формул (4), (5), (10) и (11) и связана с величиной поперечного смещения a зеркала соотношением

$$l = \lambda R^2 / ((R - f)(a + a')) \approx \lambda R / (2a). \quad (12)$$

При продольном смещении (см. рис. 5, b) угол между интерферирующими лучами ω зависит от расстояния r (от точки поля до центра):

$$\omega = r(c'_t - c'_r) / (R_r(R_r - c'_t + c'_r)) = cr(R - f) / (R^2(R - f - 2c)) \approx cr/R^2. \quad (13)$$

Из (10) и (13) следует, что ширина полос l уменьшается обратно пропорционально расстоянию r :

$$l = \lambda/\omega = \lambda R^2(R - f - 2c) / (cr(R - f)) \approx \lambda R^2 / cr, \quad (14)$$

а приращение разности хода $d\Delta$ от центра поля до точки P выражается как

$$d\Delta = \int_0^r \omega dr = c(R - f)r^2 / (R^2(R - f - 2c)) \approx cr^2/R^2. \quad (15)$$

Так как ось A_3A_1 , вдоль которой смещаются зрачки A_{3r} и A_{3t} , является осью симметрии относительно поля, то интерференционные полосы имеют вид концентрических колец аналогично полосам равного наклона [2]. Вследствие того, что разность хода в центре равна нулю, центр системы колец светлый. Радиусы светлых колец с учётом подстановки $d\Delta = k\lambda$ в (15) находятся по формуле

$$r = R\sqrt{k\lambda(R - f - 2c)/(c(R - f))} \approx R\sqrt{k\lambda/c}, \quad (16)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$ — номер кольца от центра поля. Из (16) видно, что радиусы колец r соотносятся как корни квадратные из целых чисел, т. е. подчиняются известному правилу Ньютона.

Правая часть формул (12)–(16) соответствует $f \ll R$ и $c \ll R$. В данном случае ширина полос и радиусы колец практически не зависят от фокуса зонной пластинки f . Условие $f \ll R$ необходимо для уменьшения инструментальной погрешности и выполняется при реализации дифракционных интерферометров [5, 7].

Рис. 5 соответствует интерферометру со сферическим зеркалом, в котором выходные зрачки практически не отличаются от формы точечного источника. При наличии aberrаций или в случае асферических поверхностей, которые будут рассмотрены далее (рис. 6, 7), выходной зрачок измерительного пучка не будет точечным, так как радиус кривизны поверхности изменяется при переходе от центра зеркала к периферии.

В правой части рис. 5–7 показаны картины интерференционных полос и колец, полученные путём моделирования рассматриваемых схем на компьютере.

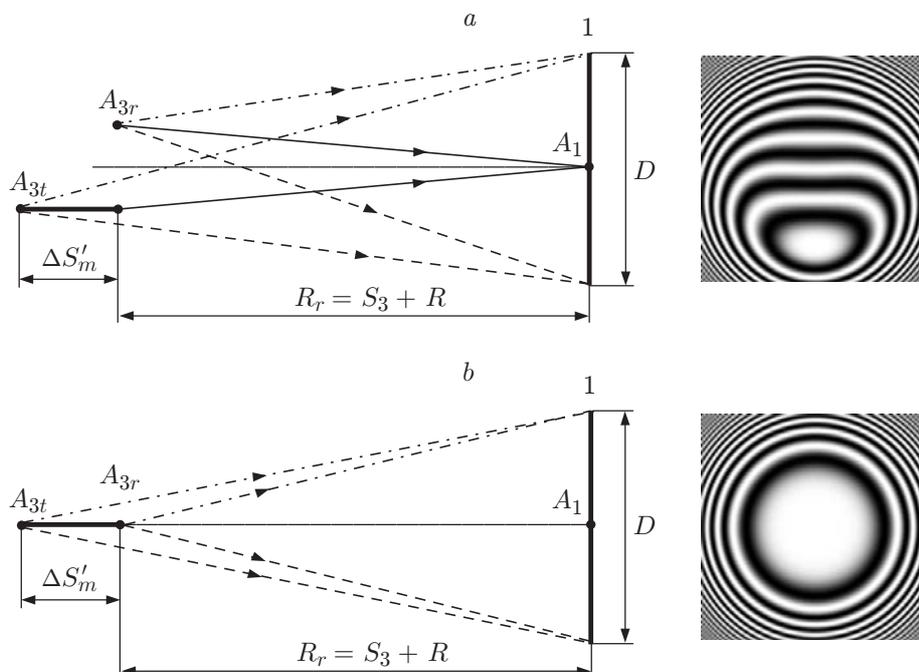


Рис. 6. Взаимное расположение выходных зрачков A_{3r} , A_{3t} (точками обозначены края зрачка) и поля 1 при сравнении параболического зеркала с вершинной сферой: a — при поперечном смещении зеркала, b — без смещения. Сплошные линии — интерферирующие лучи для центра, пунктирные и штрихпунктирные — для края ($r = D/2$)

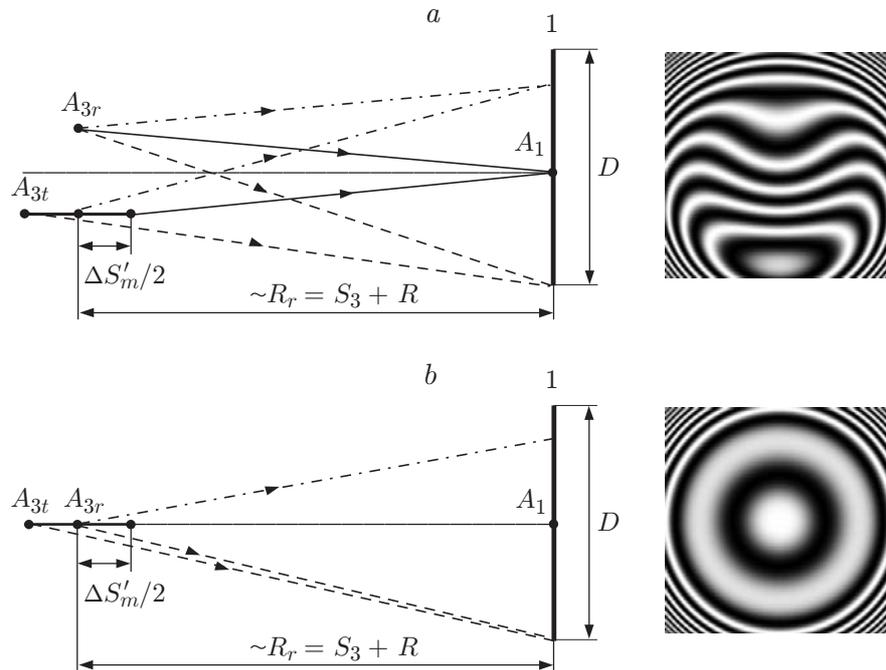


Рис. 7. Взаимное расположение выходных зрачков A_{3r} , A_{3t} (точками обозначены края и середина зрачка) и поля 1 при сравнении параболического зеркала с ближайшей сферой: a — при поперечном смещении зеркала, b — без смещения. Сплошные линии — интерферирующие лучи для центра, пунктирные — для края ($r = D/2$), штрихпунктирные — для $r = 0,707D/2$

Зрачки, интерференционные полосы и кольца в интерферометрах со сферическим и параболическим зеркалами. Рассмотрим форму выходного зрачка для зеркальных поверхностей 2-го порядка. В [8] приводится формула для продольной сферической аберрации $\Delta S'_m$ при изображении предмета в зеркале:

$$\Delta S'_m = -r^2 \frac{-e^2 S_1^2 + (R - S_1)^2}{R(R - 2S_1)^2}, \quad (17)$$

где r — радиальная координата на поверхности зеркала; e — эксцентриситет; R — радиус кривизны поверхности в параксиальной области; S_1 — расстояние от предмета или промежуточного зрачка A_2 до зеркала 2 (см. рис. 1–3). Значение $\Delta S'_m$ характеризует удлинение выходного измерительного зрачка A_{3t} (изображение зрачка A_2 в зеркале), т. е. смещение зрачка A_{3t} вдоль оси в зависимости от радиальной координаты. Подставляя в (17) выражение для S_1 из (3), получаем значения расстояний между выходными зрачками (референтным и измерительным) при $r \neq D/2$ и полную длину зрачка при $r = D/2$ соответственно для сферической ($e^2 = 0$) и параболической ($e^2 = 1$) поверхностей в виде

$$\Delta S'_m = \frac{r^2(R - S_1)^2}{R(R - 2S_1)^2} = -\frac{r^2 f^2}{R(R - f)^2} = -\frac{D^2 f^2}{4R(R - f)^2} \approx 0, \quad (18)$$

$$\Delta S'_m = \frac{r^2}{2S_1 - R} = \frac{r^2(R + f)}{R(R - f)} \approx \frac{r^2}{R} \approx \frac{D^2}{4R}. \quad (19)$$

Из (18) и (19) следует, что для сферической поверхности (см. рис. 5) зрачок удлиняется вправо ($\Delta S'_m < 0$), а для параболической (см. рис. 6) — влево ($\Delta S'_m > 0$) от точки

A_3 . Правые части (18) и (19) получаются при условии $f \ll R$. В этом случае выходной измерительный зрачок для сферического зеркала остаётся практически точечным, так как $\Delta S'_m \approx 0$, и если зеркало смещается, то наблюдается интерференционная картина в виде прямолинейных полос (см. рис. 5, *a*) или колец (см. рис. 5, *b*), соответствующих правилу Ньютона (16). Если зеркало не смещено, т. е. расположено на расстоянии радиуса кривизны от зонной пластинки, то полосы становятся бесконечно широкими.

Для параболического зеркала $\Delta S'_m$ имеет конечное значение (см. рис. 6). При поперечном смещении этого зеркала полосы искривляются (рис. 6, *a*), так как удлинение зрачка приводит к появлению продольной составляющей $\Delta S'_m$. Если нет поперечного смещения, то наблюдаются кольца (рис. 6, *b*), причём даже тогда, когда зеркало расположено на расстоянии радиуса кривизны от зонной пластинки. Причина в том, что расстояние между выходными зрачками не сохраняется постоянным, а зависит от расстояния r от точки поля до центра (см. (19) при $r \neq D/2$). Такая форма полос наблюдается при сравнении контролируемой поверхности с вершинной сферой, когда радиус кривизны референтного пучка R_r (4) совпадает с радиусом кривизны измерительного пучка в центре поля. Изгиб полос (см. рис. 6, *a*) характеризует максимальное отклонение параболы от вершинной сферы, или приращение разности хода $d\Delta$ интерферирующих лучей относительно центра, которое можно представить на основе (4), (13), (14) и (19) как

$$d\Delta = \int_0^r (r^2/R)(r/R_r^2)dr = r^4/(4RR_r^2) = r^4(R-f)^2/(4R^5) \approx r^4/(4R^3). \quad (20)$$

Из (20) видно, что радиусы колец в отличие от (15) не следуют правилу Ньютона, так как они соотносятся как корни четвёртой степени из целых чисел (см. рис. 5, *b* и 6, *b*).

Для перехода к сравнению с ближайшей сферой зеркало должно быть смещено вдоль оси вправо на величину $c = D^2/(16R)$ [6], что соответствует $\Delta S'_m/4 = D^2/16R$. При этом радиус кривизны референтного пучка R_r увеличится на c , зрачок A_{3t} сместится вправо на $2c = \Delta S'_m/2 = D^2/8R$. Так как для каждой точки поля расстояние между выходными зрачками зависит от r ($\Delta S'_m = r^2/R$ (19)), то приращение разности хода $d\Delta$ также будет зависеть от r :

$$\begin{aligned} d\Delta &= \int_0^r [(r^2/R) - (D^2/8R)](r/R_r^2)dr = r^2[r^2 - (D^2/4)]/(4RR_r^2) = \\ &= r^2[r^2 - (D^2/4)](R-f)^2/(4R^5) \approx r^2[r^2 - (D^2/4)]/(4R^3). \end{aligned} \quad (21)$$

Из (21) следует, что при смещении зеркала на расстояние $c = D^2/(16R)$ нулевая разность хода (рис. 7, *a, b*) наблюдается не только в центре (при $r = 0$), но и в крайних точках поля (при $r = D/2$), в которых ближайшая сфера пересекается с параболой. Максимальная разность хода будет теперь при $r = 0,707D/2$ (но не на краю поля, как при несмещённом положении зеркала (20)), а её значение (изгиб полос) в 4 раза меньше (ср. рис. 6, *a* и 7, *a*).

На рис. 6 показан ход интерферирующих лучей от референтного и измерительного зрачков A_{3r} и A_{3t} для центра и крайних точек поля, а на рис. 7 — для центра, точек поля при $r = 0,707D/2$ (штрихпунктирные линии), соответствующих максимальному приращению разности хода, и для крайних точек поля (пунктирные линии). Картина полос, как на рис. 7, наблюдается также при сравнении сферических зеркал с ближайшей сферой, если они имеют отклонения от идеальной формы. По величине изгиба полос определяют погрешность изготовления поверхности сферического зеркала. В случае парабол (см.

рис. 7, а) изгиб полос характеризует минимизированную инструментальную погрешность интерферометра, которая может быть предварительно рассчитана и учтена при обработке результатов измерений. Форма полос при продольных и поперечных смещениях зеркал подробно исследуется в [6].

Далее приводится расчёт значений df , df' , a , c и $\Delta S'_m$ для заданных параметров дифракционного интерферометра, чтобы показать, что предварительная оценка положения выходных зрачков относительно деталей интерферометра и величины смещений зеркала имеет существенное значение при разработке конструкции и настройке интерферометра, а также при выборе определённого направления и числа полос (или колец).

На рис. 1 приведена принципиальная схема интерферометра, на которой соотношение расстояний не соответствует реальным данным. Как упоминалось выше, выходные зрачки (изображения источника света) формируются вблизи фокуса зонной пластинки (см. формулы (1) и (2)). Так как фокус зонной пластинки f достаточно мал ($f \ll R$), то выходные зрачки, образующиеся рядом с точкой A_3 , могут проектироваться на полупрозрачную пластину 3 или рядом с ней и объектив 7 нельзя будет расположить вблизи зрачков. Например, при $R = 1500$ мм, $D = 150$ мм, $f = 50$ мм, $\lambda = 0,65$ мкм расстояния от выходного A_3 и промежуточного A_2 зрачков до поверхности и фокусов зонной пластинки на основе формул (1) и (2) будут иметь значения $S_3 = fR/(R - f) = 51,72$ мм, $df = f^2/(R + f) = 1,61$ мм и $df' = f^2/(R - f) = 1,72$ мм. Если $f = 25$ мм, то $S_3 = 25,42$ мм, $df = 0,41$ мм, $df' = 0,42$ мм.

Оценим величины смещений зеркала a и c . Так, из (12) и (16) следует, что для наблюдения в поле интерференции восьми полос (см. рис. 5, а) зеркало должно быть смещено поперёк оси на $a = N\lambda R/D = 40\lambda = 0,026$ мм (N — число полос в поле интерференции), а для наблюдения четырёх колец (см. рис. 5, б) зеркало должно быть смещено вдоль оси на $c = 4k\lambda R^2/D^2 = 1600\lambda = 1,04$ мм (k — число колец в поле интерференции). Вычислим диаметр первого тёмного кольца ($k = 0,5$) на основе (16): $2r = 2R\sqrt{0,5\lambda/c} = 53$ мм, т. е. он приблизительно в 3 раза меньше диаметра зеркала.

Из (18) и (19) следует, что при указанных выше параметрах длины выходных измерительных зрачков A_{3t} при сравнении сферической и параболической поверхностей с вершинной сферой равны $\Delta S'_m = -0,004$ мм (вправо от точки A_3) и $\Delta S'_m = 4$ мм (влево от точки A_3). Для сравнения с ближайшей сферой параболу необходимо сместить вдоль оси вправо на расстояние $c = 1$ мм. При этом измерительный выходной зрачок сместится вправо на $2c = 2$ мм, максимальная разность хода (изгиб полос) уменьшится с 3,6 до 0,9 интерференционной полосы, т. е. в 4 раза.

Из расчёта значений df , df' , a , c и $\Delta S'_m$ видно, что они достаточно малы, и поэтому для настройки интерферометра необходимо предусмотреть возможность точных и не подверженных вибрациям перемещений деталей интерферометра.

Заключение. В данной работе показано, что с помощью зрачков и люков, положение которых находится путём построений, известных из геометрической оптики, можно легко ориентироваться во многих свойствах дифракционного интерферометра. Проведено аналитическое рассмотрение интерферометра с неинвертированными волновыми фронтами, основанного на применении зонной пластинки Френеля и предназначенного для контроля формы поверхностей и зеркал 2-го порядка (сферических и асферических). Получены соотношения, позволяющие определить положения промежуточных и выходных зрачков и люков в зависимости от фокуса зонной пластинки и радиуса кривизны зеркала, а также оценить значения смещений зеркала, необходимых для получения заданной формы и ширины полос (диаметра колец). Показано, что фокусное расстояние зонной пластинки при его малом значении по сравнению с радиусом кривизны зеркала не влияет на свойства интерференционных полос. При этом опорный выходной зрачок остаётся практически неподвижным независимо от вида смещения зеркала. Результаты анализа с применением

теории зрачков и люков и полученные соотношения могут быть полезными при разработке дифракционных интерферометров других конструкций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.
2. Захарьевский А. Н. Интерферометры. М.: ГИОМ, 1952. 296 с.
3. **Оптический** производственный контроль /Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
4. Smartt R. N. Zone plate interferometer // Appl. Opt. 1974. **13**, N 5. P. 1093–1099.
5. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А. Особенности поля интерференции в дифракционном интерферометре для контроля поверхностей // Оптика и спектроскопия. 2005. **99**, № 1. С. 168–175.
6. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А. Инструментальная погрешность дифракционного интерферометра // Автометрия. 2003. **39**, № 6. С. 26–38.
7. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Маточкин А. Е. Синтетическое пробное стекло // Автометрия. 2002. **38**, № 3. С. 20–32.
8. Михельсон Н. Н. Оптические телескопы. Теория и конструкция. М.: Наука, 1976. 511 с.

Поступила в редакцию 6 апреля 2011 г.
