

5A17  
C-12

# Optical Shop Testing

---

## ОПТИЧЕСКИЙ ПРОИЗВОДСТВЕННЫЙ КОНТРОЛЬ



• МАШИНОСТРОЕНИЕ •

# ОПТИЧЕСКИЙ ПРОИЗВОДСТВЕННЫЙ КОНТРОЛЬ

# Optical Shop Testing

Edited by

**DANIEL MALACARA**

**Instituto Nacional de Astrofísica**

**Optica y Electrónica**

**Tonantzintla, Pue. México**

*John Wiley and Sons  
New York / Chichester / Brisbane / Toronto*

# Optical Shop Testing

Edited by

**DANIEL MALACARA**

**Instituto Nacional de Astrofísica**

**Óptica y Electrónica**

**Tonantzintla, Pue. México**

*John Wiley and Sons  
New York / Chichester / Brisbane / Toronto*



# ОПТИЧЕСКИЙ ПРОИЗВОДСТВЕННЫЙ КОНТРОЛЬ

Под редакцией Д. МАЛАКАРЫ

Перевод с английского

Е. В. Мазуровой,

Н. К. Сосновой,

Т. В. Ушаковой

Под редакцией канд. техн.  
наук доц. А. Н. Соснова



МОСКВА  
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»  
1985

ББК 22.34

О-60

УДК 681.7 : 658.562=03.20=82

**Оптический производственный контроль/Под ред. Д. Макары; Пер. с англ. Е. В. Мазуровой и др.; Под ред. А. Н. Соснова.— М.: Машиностроение, 1985.— 400 с., ил.**

В пер.: 2 р. 30 к.

В книге, написанной коллективом специалистов-оптиков США, Англии и других стран, рассмотрены теория и практическое применение интерферометрических, голографических, теневых и других методов контроля оптических деталей и систем. Описаны конструкции приборов, приведены схемы контроля, отмечены их преимущества и недостатки.

Для инженерно-технических работников оптического приборостроения; теоретические аспекты представляют интерес также для научных сотрудников и аспирантов.

2706000000-151  
О 038(01)-85 151-85

ББК 22.34

6П5.8

## ОПТИЧЕСКИЙ ПРОИЗВОДСТВЕННЫЙ КОНТРОЛЬ

Редактор Д. П. Бут  
Художественный редактор С. Н. Голубев  
Переплет художника О. В. Камаева  
Технический редактор Т. С. Старых  
Корректор В. Е. Блохина

ИБ № 4025

---

Сдано в набор 04.09.84. Подписано в печать 23.11.84. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага типографская № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 25,0. Усл. кр.-отт. 25,0. Уч.-изд. л. 28,41. Тираж 3400 экз. Заказ 839. Цена 2 р. 30 к.

---

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Машиностроение»,  
107076, Москва, Стромынский пер., 4.

Московская типография № 8 Союзполиграфпрома  
при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.  
101898, Москва, Центр, Хохловский пер., 7.

© 1978 by John Wiley & Sons, Inc.

© Перевод на русский язык, «Машиностроение», 1985 г.

# Оглавление

Предисловие (перевод Н. К. Сосновой) . . . . .	10
<b>Глава 1. Интерферометры Ньютона, Физо и Хайдингера</b> (М.В.Р.К. Мер- ти, перевод Н. К. Сосновой) . . . . .	12
1.1. Интерферометр Ньютона . . . . .	12
1.1.1. Размеры источника света . . . . .	18
1.1.2. Источники света . . . . .	18
1.1.3. Материалы для эталонов оптических плоскостей . . . . .	19
1.1.4. Методика определения максимальной погрешности . . . . .	20
1.1.5. Другие случаи применения интерферометра Ньютона . . . . .	21
1.2. Интерферометр Физо . . . . .	23
1.2.1. Типовой интерферометр Физо . . . . .	24
1.2.2. Жидкостные эталонные плоскости . . . . .	25
1.2.3. Контроль клиновидности плоскопараллельных пластин . . . . .	25
1.2.4. Интерферометр Физо для контроля криволинейных поверхностей . . . . .	27
1.2.5. Требования к монохроматичности источника света . . . . .	28
1.2.6. Лазерный интерферометр Физо . . . . .	28
1.2.7. Многолучевой интерферометр Физо . . . . .	29
1.2.8. Контроль оптической неоднородности больших образцов из стек- ла и плавленного кварца . . . . .	29
1.2.9. Контроль угловых отражателей и прямоугольных призм . . . . .	30
1.2.10. Контроль выпуклых и вогнутых поверхностей . . . . .	32
1.2.11. Требования к качеству линз коллиматора . . . . .	33
1.3. Интерферометр Хайдингера . . . . .	34
1.3.1. Применение полос Хайдингера . . . . .	35
1.3.2. Лазерный интерферометр Хайдингера . . . . .	35
1.4. Метод абсолютного контроля плоскостей . . . . .	37
<b>Глава 2. Интерферометр Тваймана — Грина</b> (Д. Малакара, перевод Е. В. Мазуровой) . . . . .	42
2.1. Введение . . . . .	42
2.1.1. Узел светоделителя . . . . .	44
2.2. Требования к когерентности источника . . . . .	44
2.2.1. Пространственная когерентность . . . . .	46
2.2.2. Временная когерентность . . . . .	48
2.3. Применение интерферометра Тваймана — Грина . . . . .	49
2.3.1. Контроль призм и дифракционных решеток . . . . .	50
2.3.2. Контроль линз . . . . .	52
2.3.3. Контроль микрообъективов . . . . .	53
2.4. Неравноплечий интерферометр . . . . .	54
2.4.1. Специальные устройства . . . . .	55
2.5. Фотографирование интерференционных картин . . . . .	56
2.6. Типовые интерферограммы и их анализ . . . . .	57
2.6.1. Анализ интерферограмм для определения формы волновых фрон- тов . . . . .	63
<b>Глава 3. Интерферометры с совмещенными ветвями</b> (С. Маллик, пере- вод Т. В. Ушаковой) . . . . .	67
3.1. Введение . . . . .	67

3.2. Интерферометр Берча с двумя согласованными рассеивающими пластинами . . . . .	67
3.3. Двулучепреломляющий светоделитель . . . . .	69
3.3.1. Полярископ Савара . . . . .	69
3.3.2. Призма Волластона . . . . .	71
3.3.3. Двухфокусные системы . . . . .	72
3.4. Интерферометры бокового сдвига . . . . .	73
3.4.1. Применение полярископа Савара . . . . .	73
3.4.2. Применение призмы Волластона . . . . .	75
3.5. Двухфокусные интерферометры . . . . .	76
3.6. Интерферометр с призмой Сондерса . . . . .	78
3.7. Интерферометр с дифракцией на точке . . . . .	79
3.8. Измерение оптической передаточной функции . . . . .	80
3.8.1. Метод сканирования . . . . .	80
3.8.2. Автокорреляционный метод . . . . .	83
<b>Глава 4. Интерферометры бокового сдвига (М. В. Р. К. Мертти, перевод Н. К. Сосновой) . . . . .</b>	<b>87</b>
4.1. Введение . . . . .	87
4.2. Вопросы, связанные со свойствами когерентности источников света . . . . .	87
4.3. Основы теории интерферометрии бокового сдвига . . . . .	89
4.3.1. Боковой сдвиг и аберрации первого порядка . . . . .	91
4.4. Определение формы неизвестного волнового фронта . . . . .	95
4.5. Интерферометры бокового сдвига с параллельным ходом лучей (с компенсацией белого света) . . . . .	98
4.5.1. Системы, основанные на интерферометре Жамена . . . . .	98
4.5.2. Системы, основанные на интерферометре Майкельсона . . . . .	99
4.5.3. Системы, основанные на циклическом интерферометре . . . . .	100
4.5.4. Системы, основанные на интерферометре Маха — Цендера . . . . .	101
4.6. Интерферометры бокового сдвига в сходящихся пучках с компенсацией белого света . . . . .	102
4.6.1. Системы, основанные на интерферометре Майкельсона . . . . .	102
4.6.2. Системы, основанные на интерферометре Маха — Цендера . . . . .	104
4.7. Лазерные интерферометры бокового сдвига . . . . .	106
4.7.1. Применение интерферометра с плоскопараллельной пластиной . . . . .	109
4.8. Другие типы интерферометров бокового сдвига . . . . .	113
4.8.1. Интерферометры бокового сдвига, основанные на дифракции света . . . . .	113
4.8.2. Интерферометры бокового сдвига, основанные на поляризации света . . . . .	116
<b>Глава 5. Интерферометры радиального, поворотного и реверсивного сдвига (Д. Малакара, перевод Т. В. Ушаковой) . . . . .</b>	<b>119</b>
5.1. Введение . . . . .	119
5.2. Интерферометры радиального сдвига . . . . .	119
5.2.1. Интерферометры радиального сдвига с однократным прохождением лучей . . . . .	121
5.2.2. Интерферометры радиального сдвига с двойным прохождением лучей . . . . .	124
5.2.3. Лазерные интерферометры радиального сдвига . . . . .	127
5.3. Интерферометры поворотного сдвига . . . . .	130
5.3.1. Размеры источников некомпенсированных интерферометров поворотного сдвига . . . . .	132
5.3.2. Размер источника скомпенсированного интерферометра поворотного сдвига . . . . .	134
5.4. Интерферометры реверсивного сдвига . . . . .	135
5.4.1. Призмленные интерферометры реверсивного сдвига . . . . .	136
<b>Глава 6. Многолучевые интерферометры (Ц. Ройчаудхури, перевод Е. В. Мазуровой) . . . . .</b>	<b>140</b>
6.1. Введение . . . . .	140
6.2. Точность многолучевой интерферометрии . . . . .	141

6.3. Многолучевой интерферометр Физо . . . . .	144
6.3.1. Условия образования полос . . . . .	144
6.3.2. Интерферометрия Физо . . . . .	148
6.4. Полосы равного хроматического порядка . . . . .	150
6.5. Уменьшение интервала между полосами в многолучевой интерферометрии . . . . .	153
6.6. Интерферометр Фабри — Перо . . . . .	154
6.6.1. Измерения толщины тонких пленок . . . . .	154
6.6.2. Отклонение поверхности от плоскостности . . . . .	155
6.7. Полосы Толанского в интерферометре Фабри — Перо . . . . .	158
6.8. Многолучевой интерферометр для контроля криволинейных поверхностей . . . . .	160
6.9. Сдвоенные и серийно-интерферометры . . . . .	161
6.9.1. Сдвоенный интерферометр . . . . .	162
6.9.2. Серийно-интерферометр . . . . .	163
6.10. Голографические многолучевые интерферометры . . . . .	164
<b>Глава 7. Интерферометры с многократным прохождением лучей (П. Харихаран, перевод Е. В. Мазуровой)</b> . . . . .	169
7.1. Интерферометры с двойным прохождением лучей . . . . .	169
7.1.1. Разделение аберраций . . . . .	169
7.1.2. Снижение требований к когерентности . . . . .	172
7.1.3. Повышение точности измерений благодаря двойному прохождению лучей . . . . .	174
7.2. Интерферометрия с многократным прохождением лучей . . . . .	175
<b>Глава 8. Методы контроля Фуко, нити и фазовой модуляции (Дж. Охеда-Кастаньеда, перевод Т. В. Ушаковой)</b> . . . . .	181
8.1. Введение . . . . .	181
8.2. Метод ножа Фуко . . . . .	181
8.2.1. Описание . . . . .	181
8.2.2. Геометрическая теория . . . . .	185
8.2.3. Физическая теория . . . . .	192
8.3. Контроль методом нити . . . . .	197
8.3.1. Геометрическая теория . . . . .	200
8.3.2. Физическая теория . . . . .	202
8.4. Метод Плацека — Гавиолы . . . . .	203
8.4.1. Геометрическая теория . . . . .	204
8.5. Метод фазовой модуляции . . . . .	206
8.5.1. Метод Цернике и его связь с интерферометром Смарта . . . . .	206
8.5.2. Метод Лио . . . . .	211
8.5.3. Метод Вольтера . . . . .	212
8.6. Метод Ричи — Коммона . . . . .	215
Заключение . . . . .	218
<b>Глава 9. Метод Ронки (А. Корнехо-Родригес, перевод Н. К. Сосновой)</b> . . . . .	221
9.1. Введение . . . . .	221
9.1.1. Историческая справка . . . . .	221
9.2. Геометрическая теория . . . . .	221
9.2.1. Картины Ронки для аберраций первого порядка . . . . .	223
9.2.2. Ронкиграммы для асферических поверхностей . . . . .	228
9.2.3. Нулевые решетки Ронки . . . . .	230
9.3. Определение формы волнового фронта . . . . .	231
9.3.1. Общий случай . . . . .	234
9.3.2. Поверхности вращения . . . . .	235
9.4. Физическая теория . . . . .	237
9.4.1. Математическое описание . . . . .	237
9.4.2. Сравнение физической и геометрической теорий . . . . .	242
9.5. Практические аспекты метода Ронки . . . . .	243
9.6. Некоторые аналогичные методы контроля . . . . .	246
9.6.1. Концентрическая круговая решетка . . . . .	246



9.6.2. Скапирующий метод Ронки . . . . .	247
9.6.3. Метод Малакары и Корнехо . . . . .	247
9.6.4. Метод Ловера . . . . .	248
<b>Глава 10. Методы Гартманна, Майкельсона и Гарднера — Беннетта с использованием экрана (И. Гозейль, перевод Т. В. Ушаковой)</b> . . . . .	253
10.1. Введение . . . . .	253
10.2. Теоретические основы . . . . .	254
10.3. Типы экранов . . . . .	258
10.3.1. Экран Гартманна с радиальным распределением отверстий . . . . .	258
10.3.2. Контроль с использованием экрана со спиральным расположением отверстий . . . . .	261
10.3.3. Контроль с использованием экрана с квадратным расположением отверстий . . . . .	262
10.4. Реализация метода Гартманна . . . . .	264
10.5. Обработка данных . . . . .	266
10.6. Методы Майкельсона и Гарднера — Беннетта . . . . .	272
Заключение . . . . .	273
<b>Глава 11. Методы контроля по звезде (В. Т. Велфорд, перевод Е. В. Мазуровой)</b> . . . . .	275
11.1. Принципы контроля по звезде для случая малых аберраций . . . . .	276
11.1.1. Безаберрационная картина Эйри . . . . .	276
11.1.2. Расфокусированная картина Эйри . . . . .	279
11.1.3. Белый свет . . . . .	282
11.1.4. Системы с центральным экранированием . . . . .	283
11.1.5. Влияние малых аберраций . . . . .	283
11.2. Практические аспекты контроля малых аберраций . . . . .	285
11.2.1. Ожидаемые эффекты . . . . .	285
11.2.2. Источник света для контроля по звезде . . . . .	287
11.2.3. Устройство для контроля по звезде . . . . .	289
11.2.4. Микрообъективы . . . . .	291
11.2.5. Может ли метод контроля по звезде быть количественным? . . . . .	292
11.3. Контроль по звезде при больших аберрациях . . . . .	293
11.3.1. Сферическая аберрация . . . . .	293
11.3.2. Продольная хроматическая аберрация . . . . .	294
11.3.3. Осевая симметрия . . . . .	294
11.3.4. Астигматизм . . . . .	295
11.3.5. Дисторсия . . . . .	295
11.3.6. Ненулевые методы контроля . . . . .	296
<b>Глава 12. Голографические и муаровые методы контроля (Г. С. Вайант, перевод Е. В. Мазуровой)</b> . . . . .	298
12.1. Введение . . . . .	298
12.2. Интерферометры с реальными голограммами . . . . .	298
12.2.1. Хранение волнового фронта . . . . .	299
12.2.2. Неразрушающий контроль . . . . .	300
12.2.3. Голографическая эталонная пластинка . . . . .	303
12.3. Интерферометры с синтетическими голограммами . . . . .	304
12.3.1. Основная методика . . . . .	304
12.3.2. Источники ошибок . . . . .	306
12.3.3. Результаты, получаемые при использовании синтезированной голограммы . . . . .	308
12.3.4. Сочетание голограмм с традиционными оптическими компенсаторами . . . . .	309
12.3.5. Перспективы контроля с помощью синтезированных голограмм . . . . .	310
12.4. Интерферометрия двух длин волн . . . . .	311
12.4.1. Основная методика . . . . .	311
12.4.2. Контроль шлифованных поверхностей . . . . .	313
12.4.3. Техника электронного детектирования . . . . .	314

12.5. Муаровая интерферометрия . . . . .	315
12.5.1. Основные принципы . . . . .	316
12.5.2. Экспериментальные установки . . . . .	316
12.5.3. Результаты экспериментов . . . . .	318
<b>Глава 13. Интерферометры со сканированием интерференционных полос</b> ( <i>Дж. Х. Брунинг, перевод Т. В. Ушаковой</i> ) . . . . .	321
13.1. Сканирование полос . . . . .	321
13.2. Синхронное детектирование интерференционных полос . . . . .	322
13.3. Сканирующий интерферометр Тваймана — Грина . . . . .	330
13.3.1. Общие сведения . . . . .	330
13.3.2. Погрешности системы . . . . .	332
13.3.3. Получение волнового фронта . . . . .	334
13.3.4. Обработка волнового фронта . . . . .	335
13.3.5. Абсолютная калибровка . . . . .	336
13.3.6. Измерение радиуса . . . . .	338
13.3.7. Контроль линз . . . . .	339
13.4. Сканирующие интерферометры бокового сдвига . . . . .	340
13.5. Интерферометрические измерения линейных расстояний . . . . .	341
13.6. Сканирование муаровой картины . . . . .	344
<b>Глава 14. Компенсационные методы контроля</b> ( <i>А. Оффнер, перевод Н. К. Сосновой</i> ) . . . . .	346
14.1. Введение . . . . .	346
14.2. Компенсатор Долла . . . . .	348
14.3. Компенсатор Оффнера . . . . .	350
14.3.1. Преломляющий компенсатор Оффнера . . . . .	350
14.3.2. Отражающие компенсаторы Оффнера . . . . .	352
14.4. Другие компенсационные методы контроля вогнутых асферических зеркал . . . . .	357
14.5. Метод контроля Хиндла . . . . .	360
<b>Глава 15. Измерение некоторых параметров оптических деталей</b> ( <i>Р. Х. Ноубл, перевод Т. В. Ушаковой</i> ) . . . . .	363
15.1. Измерение длин . . . . .	363
15.1.1. Радиус кривизны . . . . .	364
15.1.2. Фокусные расстояния . . . . .	367
15.1.3. Толщина оптических деталей . . . . .	368
15.2. Угловые измерения . . . . .	368
15.2.1. Градуированные круги . . . . .	369
15.2.2. Угломер . . . . .	369
15.2.3. Образцовые меры . . . . .	370
15.2.4. Допуски на точность изготовления . . . . .	372
15.3. Допуски на сборку . . . . .	375
<b>Приложение 1. Оптическая поверхность и ее характеристики</b> ( <i>перевод Т. В. Ушаковой</i> ) . . . . .	379
<b>Приложение 2. Полиномы Цернике и аппроксимация волнового фронта</b> ( <i>перевод Т. В. Ушаковой</i> ) . . . . .	384
<b>Приложение 3. Классификация aberrаций волнового фронта</b> ( <i>перевод Т. В. Ушаковой</i> ) . . . . .	395
<b>Приложение 4. Некоторые полезные схемы компенсационного контроля</b> ( <i>перевод Т. В. Ушаковой</i> ) . . . . .	398

# Предисловие

Эта книга преследует две цели. Первая заключается в том, чтобы собрать воедино описание всех видов производственного контроля деталей и узлов оптических систем, и путем сравнения выбрать наиболее выгодные. Каждая глава написана специалистом в данной области, который использовал и во многих случаях усовершенствовал описываемый метод.

Вторая цель возникла из-за существенных изменений в характере оптического контроля. В течение многих лет технологи-оптики, ответственные за шлифование и полирование деталей, выполняли также обязанности, связанные с их контролем. В основном они использовали «полуколичественные», относительно простые методы Физо, Фуко, Ронки. Эти методы находят применение и сейчас. Однако благодаря использованию электронных детекторов, лазерных источников света и голограмм в контрольно-измерительной аппаратуре, а также применению ЭВМ при анализе большого количества данных точность и производительность операций контроля значительно повысились. В оптическом контроле в настоящее время участвуют люди, которые не всегда являются специалистами-оптиками, но умеют использовать новейшую технику. Книга должна научить оптиков пользоваться новым оборудованием и помочь им в диалоге с этими специалистами в целях создания более совершенных оптических систем. Она также могла бы служить учебным пособием по курсу оптического контроля или интерферометрии, так как в ней описаны физические принципы каждого метода.

Особое внимание уделено методам, применяемым на этапе изготовления деталей и узлов и сборки оптических систем, а не при их конечной оценке. Так, например, не описываются приборы для измерения оптических передаточных функций. Условные обозначения по возможности везде одинаковы. В книге приведены необходимые математические формулы, но длинные выводы уравнений, уже имеющиеся в литературе, исключены.

В книге 15 глав, из которых первые семь содержат описание всех основных интерферометров, применяемых в оптическом контроле. В гл. 8—10 описан контроль по Фуко, Гартманну и Ронки, который может иметь как геометрическую, так и физическую интерпретацию. Здесь же представлен фазово-частотный контроль (методы Цернике, Лиота и др.) как обобщение физической теории метода Фуко. Гл. 11 содержит описание хорошо известного контроля по звезде. В гл. 12 и 13 рассмотрены два новейших средства оптического контроля — голографические и сканирующие устройства. В гл. 14 описаны компенсаторы сферической аберрации систем, например асферических поверхностей, используемых в компенсационном методе контроля. И, наконец, гл. 15 посвящена измерению некоторых параметров оптических систем — радиусов кривизны, фокусных расстояний и углов.

В качестве приложения в конце книги дан справочный математический и оптический материал, необходимый при оптическом контроле.

Эта книга является воплощением замыслов, давно вынашиваемых А. Корнехо и мной. В качестве первого шага мы с д-ром М. Мерти составили обширную библиографию по данной теме, которая была опубликована в майском номере журнала «*Applied Optics*» в 1975 г. Сейчас наш замысел стал реальностью благодаря всем, кто помог нам в составлении этой книги.

Хочу поблагодарить А. Корнехо, который оказывал мне моральную поддержку и постоянную помощь в работе над рукописями. Благодарю за помощь и полезные советы д-ра Р. Ноубла и г-жу Н. Ноубл. Я также высоко ценю помощь г-на Э. Хара и г-жи З. Хара, которые подготовили значительную часть рисунков и схем. Исключительное значение имели для нас материальная помощь и поддержка Национального института астрофизики, оптики и электроники и его директора. И, наконец, особенно благодарю мою жену Изабеллу за моральную поддержку и понимание.

г. Тонантитла, Мексика, сентябрь, 1977

ДЭНИЕЛ МАЛАКАРА

## ГЛАВА 1

# Интерферометры Ньютона, Физо и Хайдингера

*М. В. Р. К. Мерти*

Интерферометры Ньютона, Физо и Хайдингера относятся к простейшим и в то же время наиболее эффективным приборам, которые могут быть использованы рабочим-оптиком. С весьма небольшими затратами их можно установить в цехе для повседневного контроля деталей и узлов оптической аппаратуры с точностью до нескольких долей длины световой волны. Хотя эти инструменты достаточно просты в применении, принципы, лежащие в основе их работы, связаны с определениями и положениями физической оптики. В данной главе рассмотрены различные аспекты этих интерферометров и обсуждено использование в них современных лазерных источников.

### 1.1. ИНТЕРФЕРОМЕТР НЬЮТОНА

Интерферометром Ньютона называют любое устройство, содержащее две оптические полированные поверхности, находящиеся в контакте и освещенные монохроматическим светом, в том числе и известную установку для получения интерференционных колец Ньютона (рис. 1.1). Характерной особенностью последней является увеличение воздушного зазора от точки контакта поверхностей, в результате чего в ряде случаев для наблюдения колец приходится использовать лупу или слабый микроскоп. Из производственного опыта известно, что плоская оптическая поверхность должна соответствовать эталонной плоскости, а сферическая поверхность — эталонной сфере противоположного знака. В этих условиях воздушный зазор бывает обычно равен нескольким длинам световой волны и контроль в различных схемах интерферометра Ньютона заключается в определении неравномерности зазора путем наблюдения и интерпретации интерференционных колец. Простая установка для реализации сказанного изображена на рис. 1.2. В качестве источника света могут быть использованы натриевая, гелиевая или ртутная лампа, а в некоторых случаях — даже обычная лампа накаливания с вольфрамовой нитью.

Рассмотрим вначале, что происходит, когда две идеальные оптические плоскости приводятся в контакт друг с другом таким образом, чтобы между ними образовался небольшой воздушный клин (рис. 1.3). Обычно толщина воздушного зазора даже при нажатии на край детали не бывает равна нулю и представляет собой некоторую конечную величину. Следовательно, можно представить две плоскости, как показано на рис. 1.3, сходящиеся по линии пересечения. Пусть монохроматический свет с длиной волны  $\lambda$  падает на оп-



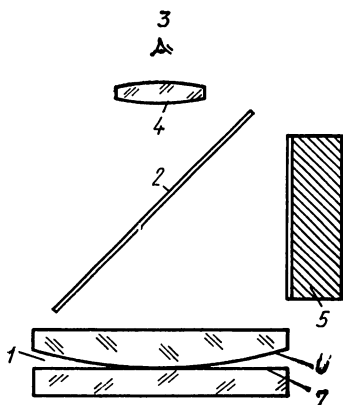


Рис. 1.1. Установка для получения колец Ньютона. Плосковыпуклая линза с фокусным расстоянием 1—2 м контактирует с плоской эталонной поверхностью и освещается монохроматическим светом:

1 — воздушный зазор — место локализации колец Ньютона; 2 — светодетектор; 3 — глаз наблюдателя; 4 — линза, сфокусированная на воздушный промежуток; 5 — монохроматический источник света; 6 — выпуклая поверхность; 7 — плоская поверхность

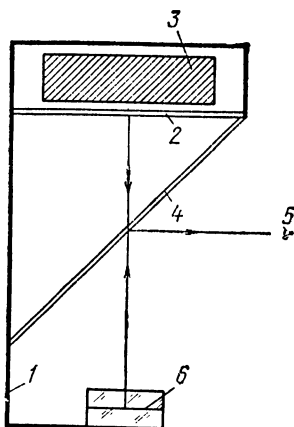


Рис. 1.2. Простое устройство для наблюдения полос Ньютона в условиях оптического цеха. С его помощью можно контролировать плоские и сферические поверхности с большими радиусами кривизны:

1 — корпус устройства; 2 — рассеивающий экран; 3 — монохроматический источник света; 4 — светодетектор; 5 — глаз наблюдателя; 6 — линия контакта поверхностей

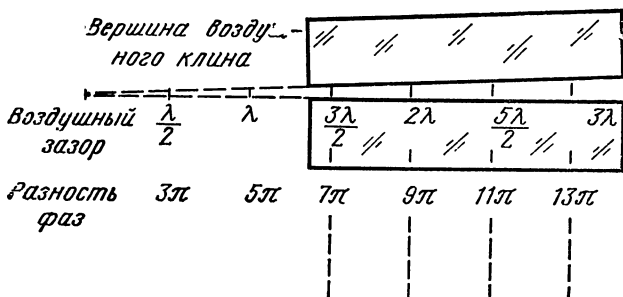
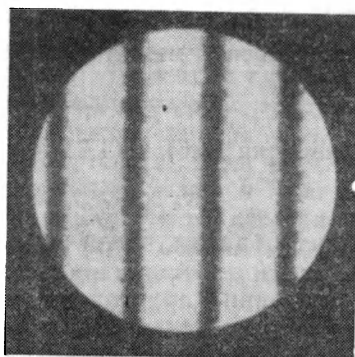


Рис. 1.3. Принцип образования прямых равноудаленных полос в клиновидном воздушном зазоре между двумя оптическими плоскими поверхностями. Полосы параллельны линии их пересечения



тические плоскости под прямым углом. Если  $\alpha$  — угол клина между плоскостями, то воздушный зазор на расстоянии  $x$  от линии их пересечения равен  $\alpha x$ , а разность оптического хода  $2\alpha x$ . К разности добавим  $\lambda/2$  в связи с изменением фазы на  $\pi$  при отражении света от нижней плоскости. Таким образом, разность оптического хода на расстоянии  $x$  от точки пересечения равна  $2\alpha x + \lambda/2$  и, следовательно, темные интерференционные полосы имеют место при условии

$$2\alpha x = n\lambda, \quad (1.1)$$

а светлые, когда

$$2\alpha x + \lambda/2 = n\lambda, \quad (1.2)$$

где  $n$  — целочисленный множитель.

Каждое уравнение описывает систему равноудаленных друг от друга прямых полос, и расстояние  $d$  между двумя последовательными яркими или темными полосами определяется как

$$d = \lambda/(2\alpha). \quad (1.3)$$

Рассмотрим теперь вид полос Ньютона, когда одна из контактирующих поверхностей плоская, а другая нет. Такая ситуация часто имеет место при полировании плоскости, представляющей собой на первых этапах обработки сферическую поверхность с большим радиусом кривизны. В связи с этим ее периодически контролируют эталонным плоским стеклом. Рассмотрим сферическую поверхность большого радиуса кривизны  $R$ , находящуюся в контакте с оптической плоскостью. Стрелка ее прогиба равна  $x^2/(2R)$ , где  $x$  — расстояние от центра симметрии. Разность оптического хода выражаем как  $x^2/R + \lambda/2$ , а положения темных полос определяем из формулы

$$x^2/R = n\lambda. \quad (1.4)$$

Следовательно, расстояние  $x_n$   $n$ -й темной полосы от центра

$$x_n = \sqrt{nR\lambda}, \quad (1.5)$$

расстояние между  $(n+1)$ -й и  $n$ -й полосами

$$x_{n+1} - x_n = \sqrt{R\lambda} (\sqrt{n+1} - \sqrt{n}) \quad (1.6)$$

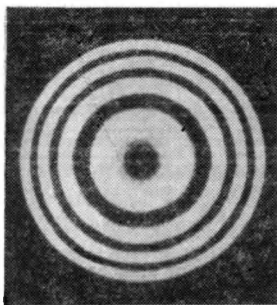
и соответственно между  $(n+2)$ -й и  $(n+1)$ -й полосами

$$x_{n+2} - x_{n+1} = \sqrt{R\lambda} (\sqrt{n+2} - \sqrt{n+1}). \quad (1.7)$$

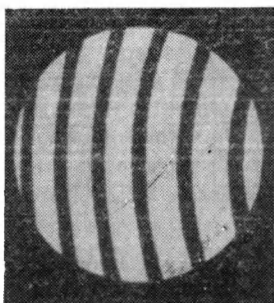
Из уравнения (1.6) и (1.7) получаем

$$(x_{n+1} - x_n)/(x_{n+2} - x_{n+1}) \approx 1 + 1/(2n). \quad (1.8)$$

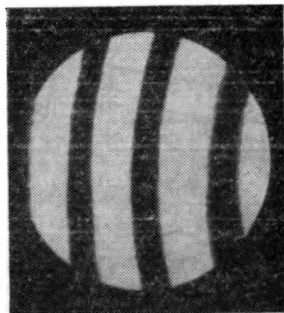
Таким образом, когда мы смотрим на полосы с большим порядковым номером, кажется, что они расположены почти на одинаковом расстоянии друг от друга. Поэтому при контроле формы поверхности желательно перемещать пластины так, чтобы видеть полосы с небольшими значениями  $n$ .



**Рис. 1.4.** Внешний вид полос Ньютона при контроле сферической поверхности большого радиуса плоским пробным стеклом. Максимальная погрешность поверхности равна  $2\lambda$



**Рис. 1.5.** То же, что и на рисунке 1.4, но при максимальной погрешности поверхности  $\lambda/4$ . Центр симметрии полос находится вне поля зрения, и поэтому видны только дуги окружностей



**Рис. 1.6.** То же, что и на рисунке 1.5, но при максимальной погрешности поверхности  $\lambda/8$

На рис. 1.4 представлена интерференционная картина для случая, когда максимальное значение величины  $x^2/(2R)$  равно  $2\lambda$ . Если же величина  $x^2/(2R)$  равна  $\lambda/2$ , мы увидим только одно кольцо. Таким образом, наблюдая замкнутые concentric кольца, можно определить максимальную погрешность плоскостности поверхности, равную  $\lambda/2$ . Если погрешность меньше, используют другой метод: перемещением деталей смещают центр симметрии круговых полос и получают полосы с большим значением  $n$ . Эти полосы представляют собой дуги окружности, расположенные друг от друга почти на одинаковом расстоянии. Сравнивая интерференционные картины, соответствующие значениям величины  $x^2/(2R)$ , равным  $\lambda/4$  и  $\lambda/8$  (рис. 1.5 и 1.6), можно заметить, что полосы становятся прямее с уменьшением погрешности формы поверхности.

Рабочему необходимо также знать, является ли контролируемая поверхность вогнутой или выпуклой. Это можно легко определить несколькими способами, например, нажатием деревянной палочкой или карандашом на край верхней плоскости (первый способ). Если поверхность выпуклая, центр системы полос передвигается по направлению к точке нажатия, и наоборот (рис. 1.7, а).

При втором способе нажимают на верхнюю поверхность в центре системы полос, как показано на рис. 1.7, б. В этом случае, если поверхность выпуклая, диаметр колец увеличивается, и наоборот.

Третий способ определения знака кривизны поверхности предполагает использование источника белого света. Если слегка нажать на центр выпуклой детали, воздушный зазор в этой точке стремится к нулю и, следовательно, здесь образуется темная полоса, а светлая полоса — почти бесцветная или белая. Следующая светлая полоса окрашена в голубоватый цвет изнутри и красноватый снаружи. Если поверхность вогнутая, контакт осуществляется не в точке, а по окружности и толщина воздушного зазора стремится к нулю вдоль нее. Темная полоса в этом случае располага-

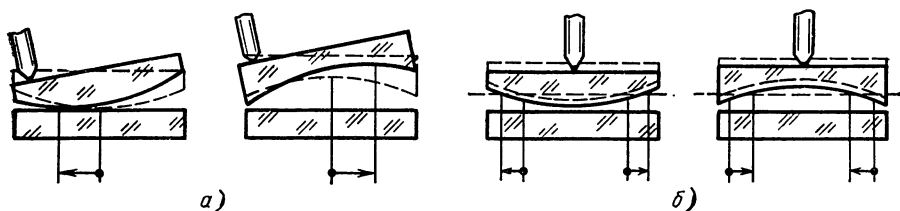


Рис. 1.7. Два метода определения знака отклонения поверхности от эталона:

а — надавливанием вблизи края для смещения центра колец; б — надавливанием вблизи центра верхней пластины для расширения или сжатия колец

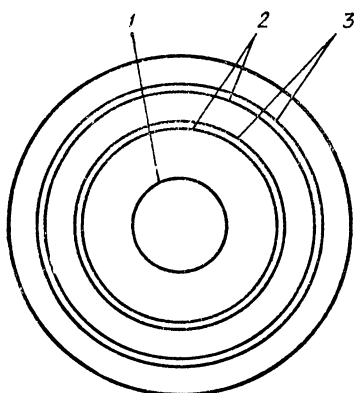


Рис. 1.8. Внешний вид интерференционной картины при освещении белым светом находящихся в контакте выпуклой и плоской поверхностей. Давление приложено в центре:

1 — почти белое кольцо; 2 — синяя внутренняя кромка; 3 — красная внешняя кромка

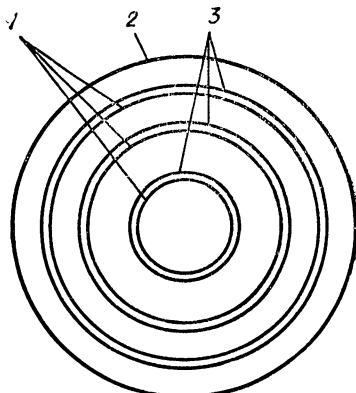


Рис. 1.9. То же, что и на рисунке 1.8, но при контакте вогнутой и плоской поверхностей:

1 — красная внутренняя кромка; 2 — почти бесцветное кольцо; 3 — синяя внешняя кромка

ется по окружности, а последовательность окрашенных полос такая же, как и прежде (рис. 1.8 и 1.9). Этот способ из-за его сложности не используется в производственных условиях, особенно если обе поверхности нельзя сделать идеально чистыми.

Четвертый, более простой способ основан на следующем явлении. Рассматривая поверхность под различными углами зрения, обнаруживаем, что интерференционная картина смещается. Для объяснения этого явления предварительно получаем выражение для разности оптического хода\* двух отраженных лучей в воздушном зазоре толщиной  $t$  при угле падения  $\theta$ . Из рис. 1.10 с очевидностью следует

$$\text{OPD} = 2t / \cos \theta - 2t \tan \theta \cdot \sin \theta = 2t \cos \theta. \quad (1.9)$$

\* Здесь и ниже разность оптического хода обозначается через OPD — аббревиатуру соответствующих английских слов. — Прим. ред.

Анализ выражения (1.9) показывает, что максимально возможная величина OPD, равная  $2t$ , имеет место при  $\theta=0$ . Учитывая это, рассмотрим случай «выпуклого контакта» двух поверхностей. Воздушный зазор здесь возрастает от точки контакта к краям деталей. При изменении угла зрения от перпендикулярного к поверхности до наклонного разность оптического хода в произвольно выбранной точке увеличивается и наблюдателю кажется, что полосы отодвигаются от центра поверхностей. При контактировании с плоскостью вогнутой поверхности наблюдается обратная картина. На практике возможен целый ряд других случаев; характер и вид возникающих при этом интерференционных полос представлен в табл. 1.1.

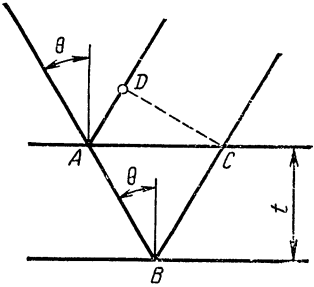


Рис. 1.10. Схема расчета оптической разности хода между двумя отраженными лучами для воздушного зазора толщиной  $t$  и угла падения  $\theta$

1.1. Полосы Ньютона для различных поверхностей, контролируемых плоским пробным стеклом

Тип поверхности	Вид полос Ньютона	
	без наклона	с наклоном
1. Плоскость		
2. Почти плоскость		
3. Сфера		
4. Конус		
5. Цилиндр		
6. Астигматическая поверхность (обе кривизны одного знака)		
7. То же (обе кривизны разных знаков)		
8. Сильно нерегулярная поверхность	—	



Уже говорилось, что эталонная поверхность пробного стекла является плоской и с ее помощью контролируют почти плоскую деталь. Аналогично можно аттестовать сферические и цилиндрические поверхности большого радиуса кривизны. Для контроля поверхностей малого радиуса кривизны необходимо использовать специальное освещение, описанное в п. 1.2 в интерферометрах Физо.

### 1.1.1. Размеры источника света

Рассмотрим влияние размеров источника света на точность интерпретации полос Ньютона. Разность оптического хода лучей в воздушном зоре толщиной  $t$  [см. уравнение (1.9)] может быть для малых значений  $\theta$  аппроксимирована к виду

$$\text{OPD} = 2t \cos \theta \approx 2t - t \theta^2. \quad (1.10)$$

В интерферометре Ньютона определяем изменение толщины зазора  $t$ , и, следовательно, для уменьшения влияния  $\theta$  мы должны иметь

$$t \theta^2 \leq k \lambda, \quad (1.11)$$

где  $k$  характеризует требуемую точность измерений. Для того чтобы контраст полос был достаточно хорошим, необходимо выполнить условие

$$t \theta^2 \leq \lambda/4. \quad (1.12)$$

Хотя величина  $t$  колеблется для различных поверхностей, ее максимальное значение обычно не превышает нескольких  $\lambda$ . Задав  $t = 6\lambda$ , получим простое условие хорошей видимости полос  $\theta^2 \leq 1/24$  или  $\theta \leq 0,2$ , всегда выполняемое в интерферометре Ньютона. Предположим, что требуется обеспечить точность контроля  $\lambda/20$ . Назначая с учетом сказанного выше

$$t \theta^2 \leq \lambda/20 \quad \text{или} \quad 2\theta \leq 0,2, \quad (1.13)$$

автоматически обеспечиваем возникновение высококонтрастных полос.

Из сказанного понятно, что угол освещения в интерферометре не должен превышать  $0,2$  рад, или  $12^\circ$ , и, следовательно, в большинстве установок можно использовать протяженные источники монохроматического света без коллимирующих линз. На практике интерференционные полосы обычно наблюдают и фотографируют с расстояния, приблизительно в 5 раз большего диаметров контактирующих плоскостей. Для повышения точности контроля это расстояние может быть увеличено.

### 1.1.2. Источники света

Перечислим некоторые монохроматические источники света, которые могут применяться в интерферометре Ньютона. Прежде всего это натриевая лампа, не требующая дополнительного фильтра, ртут-

ная лампа низкого давления с колбой, поглощающей ультрафиолетовые лучи, и гелиевая разрядная лампа в виде зигзагообразной трубки из матового светорассеивающего стекла. В табл. 1.2 представлены различные длины волн, используемые в перечисленных и других аналогичных источниках.

**1.2. Длины волн излучения различных типов ламп, используемых в качестве источников света в интерферометрах Ньютона**

Тип лампы	$\lambda$ , нм	Примечание
1. С парами натрия	589	Длина волны является средней для спектрального дублета 589 и 590 нм. Время прогрева около 10 мин
2. Ртутная, с парами низкого давления	549	Из-за присутствия в излучении других длин волн картину следует рассматривать через зеленый фильтр
3. Гелиевая, разрядная, низкого давления	588	Картину следует рассматривать через желтый фильтр. Время на прогрев не требуется
4. С парами таллия	535	Характеристики близки к характеристикам лампы № 1. Время прогрева около 10 мин
5. На парах кадмия	644	Следует использовать с красным фильтром. Время прогрева около 10 мин

**1.1.3. Материалы для эталонов оптических плоскостей**

Эталоны оптических плоскостей обычно изготавливают из стекла, плавленого кварца или из недавно полученных материалов с нулевым коэффициентом расширения — «Кервит» и «Уле-гласс». Небольшие эталоны диаметром до 50 мм делают из стекла; при работе с ними достаточно быстро достигают равномерного распределения температуры. Оптические плоскости больших размеров предпочитают выполнять на эталонах из плавленого кварца или материалов с нулевым коэффициентом расширения. В табл. 1.3 представлена соответствующая информация о таких материалах.

**1.3. Типы и характеристики материалов, используемых при изготовлении плоских эталонных стекол**

Материал	Коэффициент линейного расширения, $10^{-7}/^{\circ}\text{C}$	Примечание
1. BK7, BSC	75—80	Боросиликатные стекла, получаемые с высокой степенью однородности

Материал	Коэффициент линейного расширения, $10^{-7}/^{\circ}\text{C}$	Примечание
2. Пайрекс	25—30	Боросиликатное стекло с высоким содержанием кремнезема. Существуют различные фирменные названия этого типа материала, весьма удобного для изготовления оптических плоскостей и пробных стекол.
3. Плавленный кремнезем или кварц	6	Является лучшим материалом для изготовления оптических компонентов. Имеется несколько сортов материала, различающихся степенью однородности.
4. Кервит, зеродур	0—1	Эти и аналогичные материалы практически имеют нулевой коэффициент расширения при обычной температуре окружающей среды.
5. Плавленный кремнезем ULE	0—1	Состоит из смеси кремнезема с 7% двуокиси титана.

#### 1.1.4. Методика определения максимальной погрешности

Обычно оптические поверхности изготавливают с точностью  $2\lambda$  —  $\lambda/100$ . Визуальным наблюдением на интерферометре Ньютона можно определить максимальные погрешности примерно до  $\lambda/10$ . На рис. 1.11 показана типичная интерферограмма, соответствующая погрешности  $\lambda/20$ . Верхняя пластина при этом слегка наклонена, чтобы получить почти прямые полосы. Центральная полоса сравнивается с прямой линией эталонной решетки, помещаемой в прибор и позволяющей оценить криволинейность полос  $k$  и расстояние между ними  $d$ . Максимальная погрешность  $N_m$  формы поверхности в этом случае будет

$$N_m = (k/d)(\lambda/2). \quad (1.14)$$

На рис. 1.11  $k=2,5$  мм,  $d=25$  мм и, следовательно,  $N_m=\lambda/20$ . С помощью существующих методик можем определить ее знак, но при этом должны представить центр системы полос, расположенным за пределами контактирующих деталей.

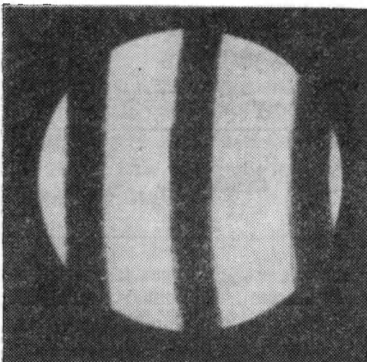


Рис. 1.11. Полосы Ньютона для оптической плоскости с максимальной погрешностью поверхности  $\lambda/20$

### 1.1.5. Другие случаи применения интерферометра Ньютона

**Измерение сферических поверхностей.** Вероятно, один из наиболее частых случаев применения интерферометра Ньютона — это контроль поверхностей небольших линз во время их полирования. Эталонную пластину с радиусом кривизны противоположного знака, изготовленную с высокой точностью, помещают на контролируемую поверхность. Пластина используется для определения погрешностей формы поверхности и, в частности, для контроля отклонения радиуса кривизны от заданного значения.

Наблюдения должны проводиться таким образом, чтобы свет отражался почти перпендикулярно к контактирующим поверхностям интерферометра. Выпуклые поверхности можно контролировать пробным стеклом, показанным на рис. 1.12, а, радиус которого

$$r = (N - 1)(R + T) L / (NL + R + T). \quad (1.15)$$

При контроле вогнутых поверхностей (рис. 1.12, б) радиус

$$r = (N - 1)(R - T) L / (NL - R + T). \quad (1.16)$$

Здесь важно помнить, что полосы локализуются очень близко к поверхности интерферометра и именно туда должен быть сфокусирован глаз наблюдателя.

Радиус кривизны определяют, подсчитывая число интерференционных колец. Взаимосвязь между его отклонением и количеством колец можно получить из анализа рис. 1.13; расстояние, измеренное по нормали к одной из поверхностей,

$$\epsilon = (r + \Delta r) \{ 1 - [1 - 2(1 - \cos \theta) r \Delta r / (r + \Delta r)^2]^{1/2} \}. \quad (1.17)$$

Если  $\Delta r$  или  $\theta$  малы, выражение (1.17) можно с достаточной точностью преобразовать к виду

$$\epsilon = (1 - \cos \theta) \Delta r. \quad (1.18)$$

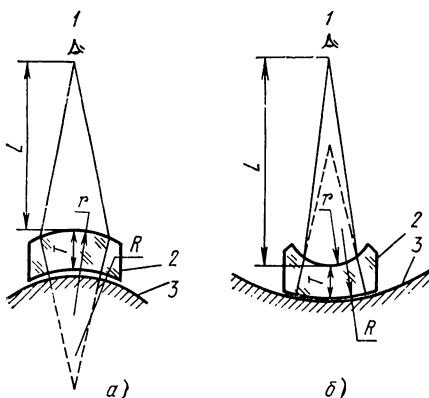


Рис. 1.12. Пробные стекла для контроля сферических поверхностей с помощью полос Ньютона:

1 — глаз наблюдателя; 2 — пробное стекло; 3 — контролируемая поверхность

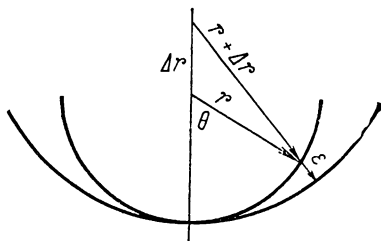


Рис. 1.13. К определению размера зазора между двумя сферическими поверхностями с различными радиусами кривизны

Поскольку число  $n$  полос равно  $n=2\varepsilon/\lambda$ , мы вправе записать

$$n/\Delta r = 2(1 - \cos \theta)/\lambda. \quad (1.19)$$

Если  $D$  — диаметр поверхности, угол  $\theta$  определяем как  $\sin \theta = D/(2r)$ . Можно установить взаимосвязь между приращением  $\Delta r$  на одно кольцо и отношением  $r/D$  (табл. 1.4).

**1.4. Приращение радиуса кривизны на одну полосу для различных значений отношения  $r/D$  при контроле сферической поверхности методом полос Ньютона с использованием зеленой спектральной полосы ртути ( $\lambda=546$  нм)**

$r/D$	$\Delta r/n$ , см	$r/D$	$\Delta r/n$ , см	$r/D$	$\Delta r/n$ , см
1	0,00020	8	0,01397	60	0,78712
2	0,00086	9	0,01763	70	1,07033
3	0,00195	10	0,02183	80	1,39665
4	0,00348	20	0,08736	90	1,77559
5	0,00545	30	0,19661	100	2,18144
6	0,00785	40	0,34970		
7	0,01069	50	0,54666		

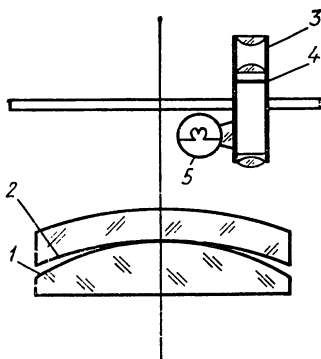
**Контроль асферического профиля.** Малакара и Корнехо [2] использовали метод полос Ньютона для аттестации асферической поверхности, отличающейся от ближайшей сферы на 10—20 длин световой волны. Накладывая сферическое пробное стекло на контролируемую поверхность, они измеряли с помощью микроскопа положение интерференционных полос (рис. 1.14), определяли воздушный зазор в разных точках и сравнивали его с требуемым.

При этом важно помнить, что контролируемая поверхность может не иметь осевой симметрии и поэтому бывает необходимо измерять ее вдоль нескольких диаметров. Вместо непосредственного измерения положений полос на микроскопе бывает удобнее сфотографировать картину и затем измерить ее одним из наиболее подходящих способов.

Если эталонной сферической поверхностью контролируют асферическую (гиперболическую, параболическую), возникающие интерференционные картины аналогичны имеющим место в интерферометре Тваймана — Грина при наличии сферической аберрации (см. гл. 2).

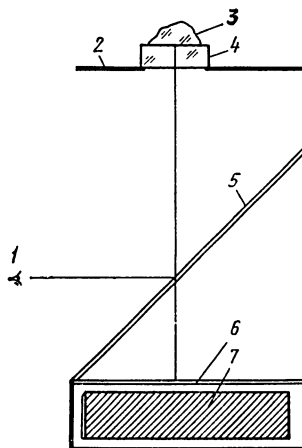
Эталонные поверхности пробного стекла могут быть и асферическими, точно соответствующими идеальной форме контролируемой детали. Их используют, как правило, при изготовлении выпуклых асферик, так как вогнутую поверхность изготовить и проконтролировать легче. Преимущество этого метода в том, что он реализует компенсационный принцип контроля, а его недостаток заключается в необходимости точного взаимного центрирования поверхностей, так как обе они имеют строго определенные оси и в процессе контроля должны совпадать. На практике, однако, при наличии некоторого производственного опыта у контролеров такое





**Рис. 1.14. Установка для контроля асферических поверхностей сферическим пробным стеклом:**

1 — сферическое пробное стекло; 2 — контролируемая асферическая поверхность; 3 — перемещающийся микроскоп слабого увеличения; 4 — сетка микроскопа; 5 — монохроматический источник света



**Рис. 1.15. Устройство для контроля плоских непрозрачных поверхностей неправильной по форме объектов:**

1 — глаз наблюдателя; 2 — корпус устройства; 3 — контролируемый объект; 4 — эталонная плоскость; 5 — светоделиватель; 6 — рассеивающий экран; 7 — монохроматический источник света

центрирование может быть осуществлено достаточно легко и с высокой точностью при помощи специальных вспомогательных устройств.

При математической интерпретации интерферограмм следует помнить, что разность оптического хода измеряется перпендикулярно к поверхностям, в то время как стрелка прогиба  $z$  (см. прил. 1) задается вдоль оптической оси. Поэтому разность оптического хода равна  $2(z_1 - z_2) \cos \theta$ , где  $\sin \theta = Sc$ .

**Контроль плоскостности непрозрачных поверхностей.** В приборостроении часто используют плоские полированные поверхности, выполненные на деталях из стали, латуни, меди и других материалов, иногда не имеющих форму плоскопараллельных пластин. Их удобно контролировать на устройствах, подобных изображенному на рис. 1.15. Поскольку коэффициент отражения у большинства металлических поверхностей выше, чем у стеклянных, контрастность возникающих интерференционных полос недостаточна. Нанесением на поверхность пробного стекла тонких пленок хрома с отражательной способностью 30—40% можно значительно повысить контрастность и резкость полос.

Тяжелые объекты деформируют поверхность пробного стекла, при этом точность измерений снижается, поэтому их контролируют, помещая эталон сверху.

## 1.2. ИНТЕРФЕРОМЕТР ФИЗО

Возможны случаи, когда желательно получить интерференционную картину, аналогичную возникающей в установке Ньютона, но

при значительно большем воздушном зазоре. При этом отпадает необходимость тщательно очищать поверхности (но, к сожалению, повышается опасность их повреждения).

Как было показано выше, угловой размер используемого источника света зависит от воздушного зазора между плоскостями. Если, например, зазор равен 5 мм, величина  $2\theta$  задается уравнением (1.12)

$$2\theta \leq 10^{-2} \text{ рад} \quad (1.20)$$

при  $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$  мм. Таким источником может служить точечная диафрагма, освещаемая монохроматическим светом и расположенная в фокусе коллимирующей линзы или зеркала. Так, например, линза с  $f = 250$  мм и точечной диафрагмой диаметром 2,5 мм удовлетворяет всем ранее изложенным требованиям. Можно показать, что при увеличении зазора размер точечной диафрагмы уменьшается.

### 1.2.1. Типовой интерферометр Физо

Из предыдущих рассуждений очевидно, что в интерферометре Физо необходима коллимирующая система, например, показанная на рис. 1.16. Эталон обычно закрепляют совместно с линзой коллиматора и предварительно юстируют так, чтобы изображение точечной диафрагмы, отраженное от поверхности эталона, совпадало с самим предметом. Для устранения света, отраженного от нижней поверхности пробного стекла, ее покрывают просветляющим слоем или (что значительно чаще) эталон изготавливают в форме клина с углом  $10\text{--}20'$ . Для наблюдения полос светоделитель помещают вблизи точечной диафрагмы, а контролируемую деталь — под пробным стеклом и регулируют воздушный зазор до получения минимально возможного значения. После этого подвижками конт-

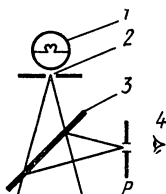


Рис. 1.16. Интерферометр Физо с коллимирующей линзой:

1 — монохроматический источник света; 2 — точечная диафрагма; 3 — светоделитель; 4 — глаз наблюдателя; 5 — коллимирующая линза; 6 — эталонная плоскость; 7 — контролируемая поверхность

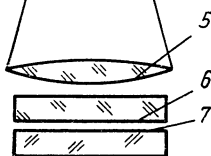
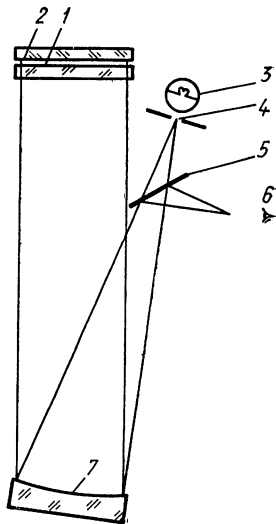


Рис. 1.17. Интерферометр Физо с вогнутым коллимирующим зеркалом:

1 — эталонная плоскость; 2 — контролируемая поверхность; 3 — монохроматический источник света; 4 — точечная диафрагма; 5 — светоделитель; 6 — глаз наблюдателя; 7 — вогнутое коллимирующее зеркало



ролируемой поверхности уменьшают клиновидность промежутка между деталями, наблюдая за двумя изображениями точечной диафрагмы в плоскости  $P$  и заканчивая процесс юстировки при их совмещении. Помещая глаз в плоскость  $P$  и фокусируя его на промежуток между деталями, наблюдатель видит интерференционные полосы, возникающие из-за изменения толщины воздушного зазора. Интерпретация картины полностью аналогична рекомендуемой для интерферометра Ньютона.

На рис. 1.17 схематически изображена установка Физо с вогнутым зеркалом для коллимирования пучка. При длинных фокусных расстояниях можно использовать сферические зеркала, для коротких более подходящей представляется внеосевая парабола. Обе схемы (см. рис. 1.16 и 1.17) можно реализовать в вертикальном (прямая и перевернутая схемы) или горизонтальном варианте.

### 1.2.2. Жидкостные эталонные плоскости

Хорошо известно, что поверхность жидкости может использоваться как эталонная плоскость, так как она имеет радиус кривизны, равный радиусу Земли. Если принять, что последний равен 6400 км, стрелка прогиба поверхности

$$y^2/(2R) = y^2/(2 \cdot 6,4 \cdot 10^9) \text{ мм}, \quad (1.21)$$

где  $2y$  — диаметр рассматриваемой поверхности жидкости. Если стрелка прогиба не должна превышать  $\lambda/100$  ( $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$  мм), необходимо выполнить условие

$$y^2 \leq 6,4 \cdot 10^4 \text{ или } 2y \leq 512 \text{ мм}. \quad (1.22)$$

В связи с этим было предложено использовать жидкостные плоскости в качестве стандартных эталонов, однако на практике существует много проблем, и прежде всего по устранению возмущающих воздействий вибрации. Кроме того, необходимо исключать из рассмотрения области вблизи стенок сосуда, содержащего жидкость, и быть уверенным, что никакие соринки не осаждаются на поверхность. Для этой цели используют вязкие и чистые жидкости, такие, как глицерин, минеральные масла и отбеленное касторовое масло. Вода не применяется, так как обладает низкой вязкостью, а ртуть — потому что из-за ее высокой отражательной способности интерферирующие пучки имеют разную интенсивность, что приводит к низкой контрастности полос. Правда, ртуть часто используется как истинная горизонтальная эталонная поверхность в некоторых геодезических и астрономических приборах.

### 1.2.3. Контроль клиновидности плоскопараллельных пластин

В оптических приборах часто используются стеклянные пластины, удовлетворяющие высоким требованиям к форме и параллельности плоскостей. Небольшой угол клиновидности между их плоскостями можно измерить на интерферометре Физо. Эталонная

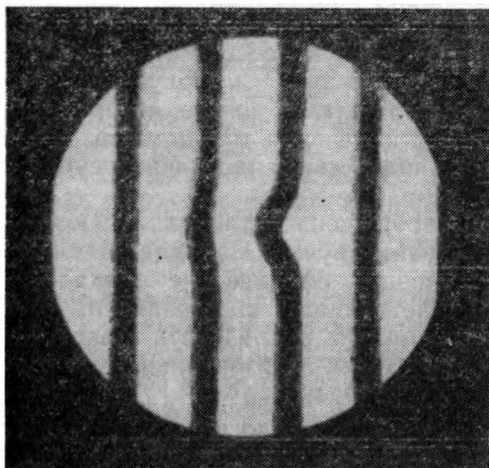


Рис. 1.18. Изгиб полос Физо при локальном нагреве клиновидной пластины, ориентированной в сторону тонкого края (слева) клина

плоскость прибора при этом не используется, так как интерференционные полосы возникают между поверхностями контролируемой детали. Если  $A$  — угол клина пластины и  $N$  — коэффициент преломления ее стекла, угол между волновыми фронтами, отраженными от ее передней и задней поверхностей, равен  $2NA$  и выражение для полос имеет вид

$$2NA = \lambda/d, \quad (1.23)$$

где  $d$  — расстояние между двумя последовательно расположенными яркими или темными полосами. Отсюда

$$A = \lambda/(2Nd). \quad (1.24)$$

Для определения тонкого края клина обычно прикасаются к пластине горячим стержнем или пальцем. Из-за небольшого местного расширения детали ее толщина увеличивается и полоса, проходящая через этот участок, образует изгиб, направленный в сторону края (рис. 1.18). Например, приняв  $N=1,5$ ;  $\lambda=5 \cdot 10^{-4}$  мм и  $A=5'' \cdot 10^{-6}$ , получим  $d=33$  мм. Следовательно, пластина диаметром 33 мм, при контроле которой возникает одна полоса, имеет клиновидность, равную  $1''$ . Если к тому же у нее есть отклонения от правильной поверхности, полосы искривляются, свидетельствуя о наличии погрешностей формы и клиновидности. Если поверхности пластины были проконтролированы независимо друг от друга и каждая из них оказалась плоской, а в интерферометре наблюдаются искривленные полосы, это свидетельствует о наличии оптической неоднородности материала детали. Действительно, комбинируя измерение плоскопараллельной пластины на интерферометрах Ньютона и Физо, можно оценить изменение коэффициента преломления стекла [2—4].

### 1.2.4. Интерферометр Физо для контроля криволинейных поверхностей

Используя расходящиеся или сходящиеся пучки света, на интерферометре Физо можно контролировать и вогнутые поверхности (рис. 1.19). Точечный источник света при этом помещают в центре кривизны выпуклой поверхности эталона и контролируемую вогнутую поверхность юстируют так, чтобы центр ее кривизны совпал или почти совпал с ним. Эта процедура напоминает предыдущую, за исключением того, что для достижения равномерного воздушного промежутка приходится наклонять и поступательно смещать линзу. На этой же установке можно контролировать концентричность сферических менисков, получая интерферирующие пучки за счет отражения света от передней и задней поверхностей детали (рис. 1.20). Если при этом центры кривизны мениска смещены в поперечном направлении (есть клин), возникает характерная для клиновидности картина, интерпретация которой аналогична описанной в п. 1.2.3. Если значения радиусов  $r_1$  и  $r_2$  мениска таковы, что  $r_1 - r_2 \neq t$ , где  $t$  — его толщина по оси, возникают интерференционные кольца, схо-

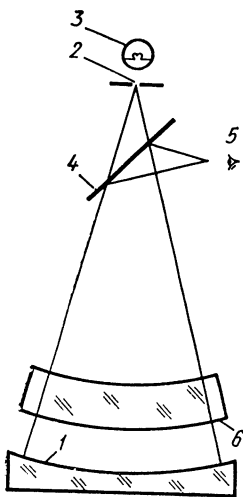


Рис. 1.19. Интерферометр Физо для контроля вогнутых поверхностей с помощью выпуклого эталона:

1 — вогнутая контролируемая поверхность; 2 — точечная диафрагма; 3 — монохроматический источник света; 4 — светоделитель; 5 — глаз наблюдателя; 6 — выпуклая эталонная поверхность

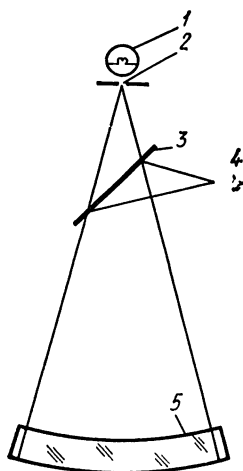


Рис. 1.20. Интерферометр Физо для контроля концентричности сферических менисков:

1 — монохроматический источник света; 2 — точечная диафрагма; 3 — светоделитель; 4 — глаз наблюдателя; 5 — контролируемый концентрический сферический мениск

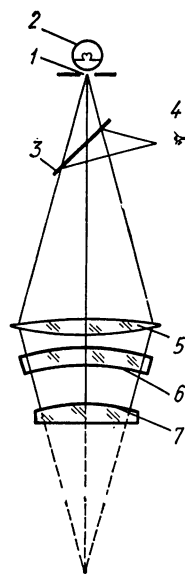


Рис. 1.21. Интерферометр Физо для контроля выпуклой поверхности вогнутым эталоном:

1 — точечная диафрагма; 2 — монохроматический источник света; 3 — светоделитель; 4 — глаз наблюдателя; 5 — линза; 6 — вогнутая эталонная поверхность; 7 — выпуклая контролируемая поверхность

жие с кольцами Ньютона, а наличие клина у детали приводит к смещению общего центра.

На рис. 1.21 изображена схема интерферометра Физо для контроля выпуклых поверхностей. Она рассчитана так, чтобы источник света находился в одной сопряженной точке, а общий центр кривизны контролируемой и эталонной поверхностей — в другой. Вогнутое пробное стекло закреплено неподвижно, а контролируемая деталь перемещается для получения равномерного воздушного зазора.

### 1.2.5. Требования к монохроматичности источника света

При контроле плоских поверхностей на интерферометре Физо воздушный зазор, как правило, очень мал, общая разность оптического хода не превышает нескольких миллиметров и в качестве источника света может быть использована любая ртутная лампа низкого давления с зеленым фильтром. Правда, в этом случае имеется ограничение на толщину контролируемых по клиновидности стеклянных пластин. Например, пластина толщиной 25 мм эквивалентна 75-миллиметровому воздушному зазору между интерферирующими волновыми фронтами, а для ламп указанного типа это значение является, очевидно, предельным. При контроле более толстых пластин контрастность интерференционных полос сильно падает, поскольку лампа не дает резких спектральных линий. Схожая ситуация имеет место при контроле толстых менисков или сферических пробных стекол одним эталоном, так как воздушный зазор в некоторых случаях может стать большим. Указанное ограничение может быть устранено, если применить высокомонохроматический источник, например лазер. Наиболее подходящим является гелий-неоновый лазер, работающий в одномодовом режиме  $TEM_{00}$  на длине волны 633 нм. Используя его, можно получить высококонтрастные полосы Физо при разности оптического хода до 2 м и более.

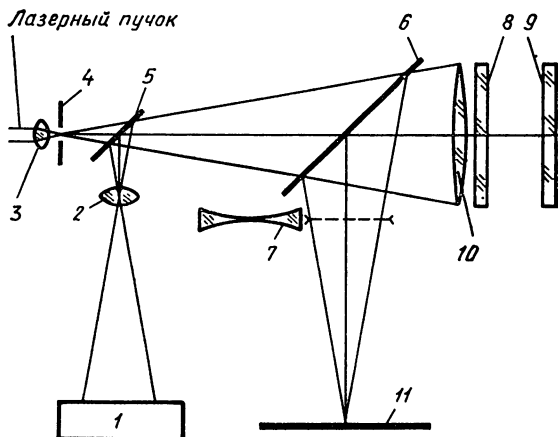
### 1.2.6. Лазерный интерферометр Физо

Рассмотрим интерферометр Физо, в котором в качестве источника света используют лазер (рис. 1.22). Выходящие из лазера лучи проецируются микрообъективом на точечную диафрагму и хорошо скорректированной линзой преобразуются в параллельный пучок. Между объективом коллиматора и точечной диафрагмой помещают светоделитель, для того чтобы полосы можно было наблюдать со стороны.

Желательно иметь матовый экран для проецирования на него интерференционной картины, так как смотреть непосредственно в прибор при использовании лазерного источника опасно. Плоскости эталона, закрепленного неподвижно, и контролируемой детали установлены так, чтобы создать в схеме автоколлимационный ход лучей. Для облегчения предварительной юстировки прибора используют экран, на который проецируют два изображения точечного

**Рис. 1.22. Лазерный интерферометр Физо для контроля плоских поверхностей:**

1 — фотокамера; 2 — фотообъектив; 3 — микрообъектив; 4 — пространственный фильтр (точечная диафрагма); 5, 6 — светоделитель; 7 — отрицательная линза (для наблюдения полос Физо вводится в ход лучей; для соединения световых пятен — выводится); 8 — эталонная плоскость; 9 — контролируемая плоскость; 10 — хорошо скорректированный объектив; 11 — экран из матового стекла



источника от двух отражающих плоских поверхностей. Отрицательную линзу при этом удаляют из хода лучей и регулированием положения контролируемой пластины добиваются совмещения в центре экрана обоих изображений. После этого, возвратив линзу в исходное положение, наблюдают возникающие на экране полосы Физо, число и направление которых можно дополнительно отрегулировать. С помощью второго светоделителя часть пучка можно направить на фотокамеру и получить интерферограмму. Вся установка должна быть смонтирована на изолированном от вибрации основании.

Описанный лазерный интерферометр можно с успехом использовать для различных целей, не достижимых на приборах с традиционными источниками света. В последующих разделах рассмотрим некоторые из областей применения, лишь незначительно отражающих возможности данного устройства.

### 1.2.7. Многолучевой интерферометр Физо

Если по условиям контроля вместо двухлучевых требуются многолучевые полосы высокой контрастности, эталонную и контролируемую поверхности покрывают зеркальным слоем алюминия или серебра с коэффициентом отражения 80—90% (см. гл. 6). Для получения более высокой отражательной способности используют многослойные диэлектрические покрытия. На производстве интерферометр несложно снабдить несколькими эталонами с различными коэффициентами отражения.

### 1.2.8. Контроль оптической неоднородности больших образцов из стекла и плавленого кварца

Образец, изготовленный в виде плоскопараллельной пластины с максимальной погрешностью поверхности в пределах  $\lambda$ , помещают через слой иммерсионной жидкости между двумя эталонными плоскостями (рис. 1.23). Близость коэффициентов преломления иммер-

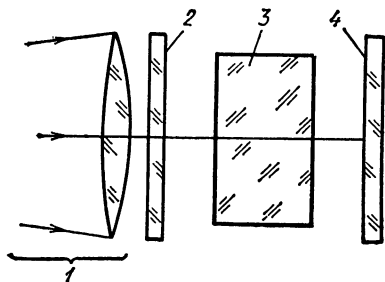


Рис. 1.23. Интерферометр Физо для контроля однородности образцов стекла, плавленого кварца и других аналогичных объектов:

1 — интерферометр Физо (см. рис. 1.22);  
2, 4 — эталонные плоскости; 3 — контролируемый объект

сионного слоя и образца позволяет полностью устранить влияние небольших погрешностей поверхности и объяснить все наблюдаемые искривления полос оптической неоднородностью материала. Если на поверхностях эталонов имеются зеркальные покрытия, в поле зрения наблюдаются очень резкие темные полосы на ярком фоне. При отклонении полос от прямолинейности на  $k$  мм и расстоянии  $d$  между ними, разность оптического хода равна  $(k/d)\lambda$ . Из-за оптической неоднородности  $\Delta N$  образца толщиной  $t$  она составит  $2\Delta Nt$ , и, следовательно,

$$\Delta N = (k/d) [\lambda / (2t)]. \quad (1.25)$$

Так, для  $k/d = 0,25$ ,  $\lambda = 633$  нм и  $t = 50$  мм  $\Delta N = 1,6 \cdot 10^{-6}$ .

### 1.2.9. Контроль уголкового отражателя и прямоугольных призм

Если прямые углы уголкового отражателя и призм изготовлены без ошибок, падающий волновой фронт отражается как единая плоская волна. В противном случае он состоит из нескольких плоских фронтов. Этот факт позволяет наблюдать интересные нас погрешности. Благодаря полному внутреннему отражению интенсивности света, отраженного от призмы и от эталонной плоскости (если она не покрыта зеркальным слоем), значительно отличаются друг от друга, и в результате возникают полосы очень плохой контрастности. Вместе с тем, нанесение на поверхность эталона зеркального покрытия из-за многократных отражений света приводит к появлению очень сложных интерференционных картин каждый раз, когда имеется ошибка в угле контролируемой детали. Поэтому в данном случае предпочтительнее все же использовать двухлучевую интерферометрию с полосами хорошей контрастности. Этого можно достичь двумя путями.

Для уменьшения эффективной отражательной способности прямоугольной или уголкового призмы в схему вводят плоскопараллельную пластину, покрытую металлической пленкой с коэффициентом пропускания 20—30%. Для устранения отраженного от пластины пучка ее можно наклонить (рис. 1.24).

Другая возможность заключается в уменьшении отражательной способности одной из граней детали за счет крепления призмы



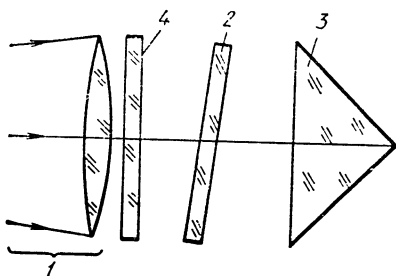


Рис. 1.24. Интерферометр Физо для контроля угловых отражателей и прямоугольных призм. Между призмами помещены поглощающая пластинка и плоский эталон для выравнивания интенсивности двух интерферирующих пучков:

1 — интерферометр Физо (см. рис. 1.22);  
2 — поглощающая пластинка; 3 — угловой отражатель или прямоугольная призма;  
4 — эталонная плоскость

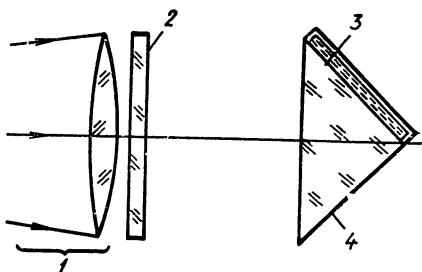


Рис. 1.25. Устройство для уменьшения интенсивности света, отраженного от углового отражателя или прямоугольной призмы. Одна из граней с полным внутренним отражением контактирует с кюветой, наполненной водой или другой жидкостью:

1 — интерферометр Физо (см. рис. 1.22);  
2 — эталонная плоскость; 3 — кювета с водой; 4 — угловой отражатель или прямоугольная призма

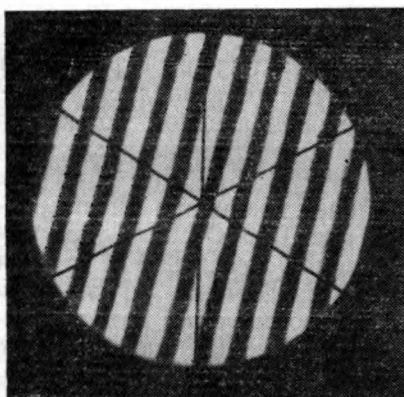


Рис. 1.26. Интерферограмма качественного углового отражателя. Для получения прямых полос эталонная плоская поверхность должна быть слегка наклонена

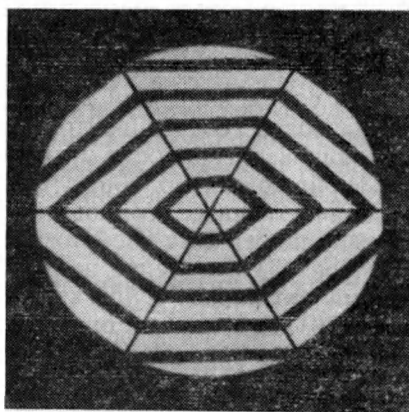


Рис. 1.27. Интерферограмма углового отражателя с ошибками угла

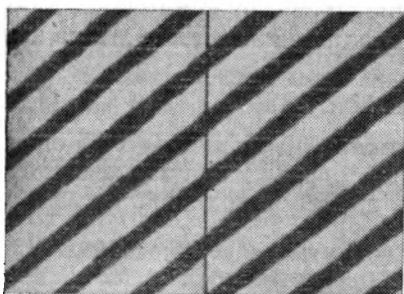


Рис. 1.28. Интерферограмма качественной прямоугольной призмы

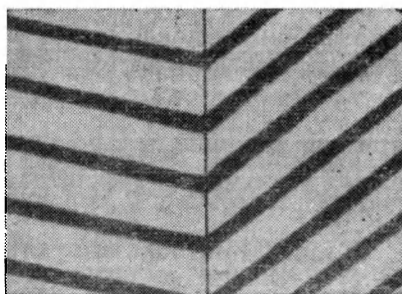


Рис. 1.29. Интерферограмма прямоугольной призмы с небольшой ошибкой угла  $90^\circ$

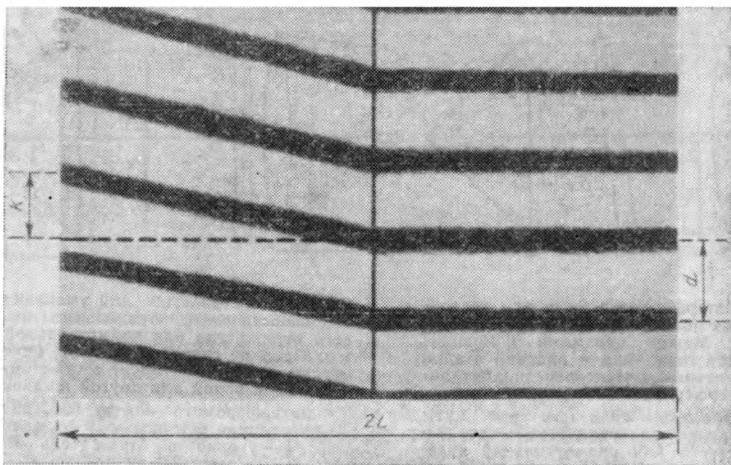


Рис. 1.30. То же, что и на рис. 1.29, но полосы от одной из сторон выставлены перпендикулярно к ребру крыши призмы

в специальной кювете, обеспечивающей контакт грани отражателя с тонким слоем воды или другой жидкости. Это позволяет уменьшить разность коэффициентов преломления для одной полностью отражающей поверхности и привести в соответствие интенсивности интерферирующих волновых фронтов (рис. 1.25). При контроле высококачественных уголкового отражателей возникают интерферограммы, аналогичные изображенной на рис. 1.26. Ошибки угла вызывают резкое изменение направления полос (рис. 1.27). Похожая ситуация возникает и при контроле прямоугольных призм (рис. 1.28 и 1.29). Если кроме ошибок угла контролируемые детали имеют погрешности формы поверхностей или их стекло недостаточно однородно, возникают интерференционные картины с искривленными полосами.

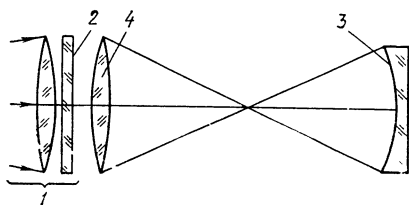
Опишем простой метод определения ошибки прямого угла призмы. Возникающая в этом случае картина (см. рис. 1.29) может быть преобразована к виду, представленному на рис. 1.30. Если  $2L$  — ширина грани призмы,  $(\pi/2) \pm \varepsilon$  — ее угол,  $d$  — расстояние между двумя соседними полосами,  $k$  — отклонение полосы от прямолинейности,  $N$  — коэффициент преломления материала призмы и  $\lambda$  — длина волны используемого света, то ошибка

$$\varepsilon = (k/d) [\lambda / (4NL)]. \quad (1.26)$$

Например, для призмы с размером грани 100 мм и  $k/d = 0,25$  ошибка  $\varepsilon$  угла  $90^\circ$  равна примерно  $1''$ . При определении знака ошибки можно пользоваться уже описанной в п. 1.2.3 методикой.

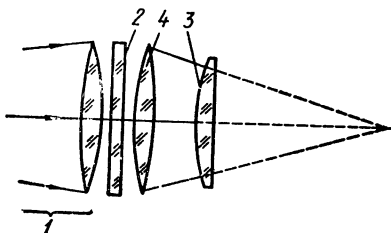
#### 1.2.10. Контроль выпуклых и вогнутых поверхностей

На рис. 1.31 изображена схема устройства для контроля вогнутой поверхности, а на рис. 1.32 — выпуклой. Параллельный пучок



**Рис. 1.31. Интерферометр Физо для контроля вогнутых поверхностей:**

1 — интерферометр Физо (см. рис. 1.22); 2 — эталонная плоскость; 3 — контролируемая вогнутая поверхность; 4 — хорошо скорригированная линза



**Рис. 1.32. Интерферометр Физо для контроля выпуклых поверхностей:**

1 — интерферометр Физо (см. рис. 1.22); 2 — эталонная плоскость; 3 — контролируемая выпуклая поверхность; 4 — хорошо скорригированная линза

света выходит из интерферометра и, пройдя эталон — плоскопараллельную пластину, фокусируется откорректированным объективом. Если контролируемая поверхность сферическая, центр ее кривизны совпадает с фокусом объектива и отражающийся обратно плоский волновой фронт, интерферируя с эталонным, образует прямые полосы Физо. Покрывая эталонную плоскость и контролируемую сферу зеркальным слоем, получают высококонтрастные многолучевые полосы Физо. Для контроля асферических поверхностей в схему интерферометра вводят компенсаторы. Снабдив установку устройствами для измерения длины, ее можно использовать при контроле радиусов кривизны поверхностей.

### 1.2.11. Требования к качеству линз коллиматора

Рассмотрим вкратце требования, предъявляемые к качеству линз коллиматора, используемых в интерферометрах Физо. Прежде всего нас интересует определение изменений толщины воздушного зазора. Правда, разность оптического хода зависит еще и от угла освещения и в некоторой точке равняется  $2t \cos \theta$ . Воздушный зазор изменяется из-за дефектов поверхностей, а  $\theta$  — из-за aberrаций линз коллиматора и под влиянием конечных размеров источника света.

В интерферометрах Физо, оснащенных стандартными источниками света, максимально допустимый воздушный зазор составляет 50 мм. При этом мы должны отдельно рассмотреть влияние размеров источника и aberrаций системы линз. Размеры источника сказываются в основном на видимости полос Физо: изменения разности хода не должны превышать  $\lambda/4$ , и точечная диафрагма выбирается так, чтобы обеспечить это условие. Влияние же aberrаций коллиматора предоставляется многоплановым. Рассмотрим фактор угловой aberrации линз коллиматора. Если  $\varphi$  — ее максимальное значение, величина  $t\varphi^2$  должна быть меньше  $k\lambda$ , где  $k$  определяется требуемой точностью измерений. Принимая  $k=0,001$  и  $t=50$  мм, получим  $\varphi^2 \leq 0,001 \lambda/t \approx 10^{-8}$  или

$$\varphi \leq 10^{-4} \text{ рад} \leq 20''.$$
(1.27)

Выполнить это требование не составляет особого труда, и можно подобрать различные линзовые и зеркальные коллимирующие устройства, полностью удовлетворяющие ему [6, 8, 10].

При использовании лазера в качестве источника света предельные значения  $t$  могут равняться нескольким метрам. Приняв  $t = 1000$  мм, получим при  $\lambda = 6,328 \cdot 10^{-4}$  мм в качестве верхнего предела  $\varphi = 5''$ . Очевидно, и в этом случае расчет и изготовление коллимирующей системы нетрудны.

Следует отметить, что при больших значениях  $t$  в интерферометре может возникнуть боковой сдвиг волновых фронтов, для устранения которого необходимо создать в схеме автоколлимационный ход лучей. Аналогично, если линза коллиматора плохо рассчитана или установлена, в приборе возникнет непараллельный пучок света. Точная установка линзы может быть выполнена с помощью, например, интерферометра сдвига с плоскопараллельной пластиной [5].

### 1.3. ИНТЕРФЕРОМЕТР ХАЙДИНГЕРА

Выше мы рассматривали в основном контроль изменения толщины воздушного зазора. Возникающие при этом полосы называют полосами равной оптической толщины. Если же равномерный воздушный зазор освещается источником с большими угловыми размерами, возникают так называемые полосы равного наклона. Они локализируются в бесконечности, и необходимо использовать линзу для их фокусирования в ее фокальной плоскости. Для параллельного воздушного зазора справедливо простое соотношение  $2t \cos \theta = n\lambda$  [уравнение (1.9)], из которого следует, что при постоянном  $t$  полосы равного наклона являются окружностями и локализованы в бесконечности.

Если воздушный зазор заменить плоскопараллельной стеклянной пластиной, уравнение (1.9) преобразуется к виду

$$2Nt \cos \theta' = n\lambda, \quad (1.28)$$

где  $\theta'$  — угол преломления света в пластине. Для небольших значений  $\theta'$  уравнение (1.28) можно аппроксимировать до

$$2Nt - (t/N) \theta^2 = n\lambda. \quad (1.29)$$

Для наблюдения полос Хайдингера используют простую установку, изображенную на рис. 1.33. Плоскопараллельную стеклянную

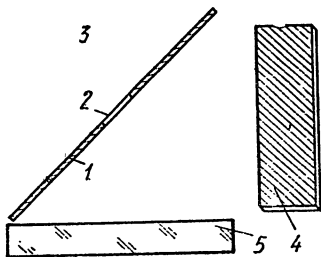


Рис. 1.33. Устройство для наблюдения полос Хайдингера:

1 — белый экран; 2 — центральное отверстие; 3 — глаз наблюдателя; 4 — монохроматический источник света; 5 — плоскопараллельная стеклянная пластинка

пластину устанавливают на темном основании и освещают рассеянным от белого экрана светом из монохроматического источника — натриевой или флюоресцентной лампы. В центре наклоненного под углом  $45^\circ$  экрана вырезано отверстие, и аккомодированный на бесконечность глаз наблюдателя видит систему концентрических колец.

Используя линзу, фокусирующую полосы в ее фокальную плоскость, получаем систему, почти идентичную интерферометру Физо. Единственное отличие заключается в применении в данном случае источника большого углового размера вместо точечного.

### 1.3.1. Применение полос Хайдингера

Полосы Хайдингера могут удачно дополнять интерферометр Физо при контроле, например, клиновидности плоскопараллельных пластин. Перемещая линию наблюдения вдоль пластины, можно заметить, что кольца Хайдингера расширяются при движении к тонкой стороне клина, и наоборот. Подсчитав, сколько раз сменились темные и светлые кольца в центре картины, можно, как и при методе Физо, определить значение угла клина.

### 1.3.2. Лазерный интерферометр Хайдингера

Маломощный гелий-неоновый лазер представляет исключительно удобным источником света для интерферометра Хайдингера, так как позволяет спроецировать интерференционные полосы на экране. В этом случае лазер служит точечным источником света и полосы Хайдингера можно рассматривать как результат интерференции двух малых когерентных источников. При этом полосы локализируются на конечном расстоянии и необходимость в фокусирующей линзе отпадает. На рис. 1.34 показаны два изображения  $P_1$  и  $P_2$  точечного источника  $P$ , полученные при отражении от клиновидной пластины. Поместив экран перпендикулярно к линии, соединяющей два источника, на достаточно большом расстоянии от них, получим систему концентрических колец, схожих с кольцами Ньютона, центр которых лежит на этой линии. В случае применения пластины толщиной  $t$ , изготовленной из стекла с коэффициентом преломления  $N$ , расстояние между мнимыми источниками света  $P_1$  и  $P_2$  равно  $2t/N$ . Если пластина клиновидная с углом  $A$ , источники сместятся один от другого на величину  $2NAr$ , где  $r$  — расстояние от источника  $P$  до клина.

Реализовать сказанное можно несколькими методами. Один из них [9] проиллюстрирован на рис. 1.35. Луч лазера освещает точечное отверстие в белом экране и падает на контролируемую пластину. Для внесения в лазерный пучок света небольшого угла расходимости используют слабую собирающую или рассеивающую линзу с фокусным расстоянием 50—100 мм, помещаемую между лазером и экраном. Линза при этом не должна отклонять пучок от оси системы. Контролируемую деталь устанавливают на столике и юстируют так, чтобы отраженный от нее пучок совпал с диафраг-

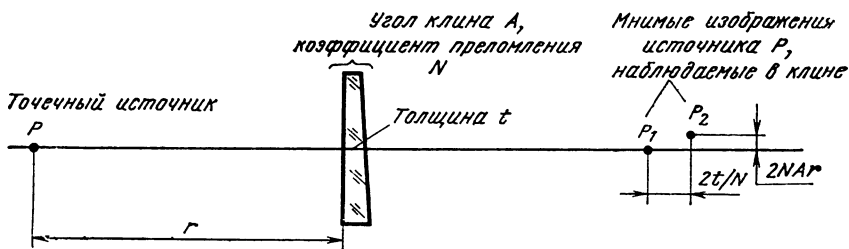


Рис. 1.34. Образование с помощью оптического клина двух мнимых когерентных изображений одного точечного источника

мой. В результате на экране возникают кольца Хайдингера, центр которых совпадает с осью системы или смещен от нее в зависимости от того, отсутствует или имеется клин у пластины. Приближенное выражение, связывающее смещение  $d$  центра колец и угол  $A$  клина, имеет вид

$$d = 2N^2 r^2 A/t, \quad (1.30)$$

где  $N$  — коэффициент преломления стекла;  $r$  — расстояние от источника до детали;  $t$  — толщина пластины по центру. Например, для  $A=1''$ ;  $N=1,5$ ;  $r=1000$  мм и  $t=10$  мм смещение  $d=2,25$  мм и может быть легко обнаружено. Отсюда очевидно, что метод обеспечивает высокую чувствительность и весьма полезен.

В другом методе луч лазера проходит через клиновидную пластину и падает на шлифованный экран, в центре которого помещен выпуклый или вогнутый отражатель радиусом 50—100 мм и размером, чуть большим диаметра лазерного луча (рис. 1.36). Отразившись от него, лучи возвращаются на контролируемую деталь, которую юстируют, добиваясь совпадения прямого и обратного ходов лучей. При этом на матовом экране возникнут кольца Хайдингера, смещение центра которых вновь свидетельствует о наличии клина. Методика обработки результатов измерений и используемая для этого формула полностью совпадают с изложенными выше.

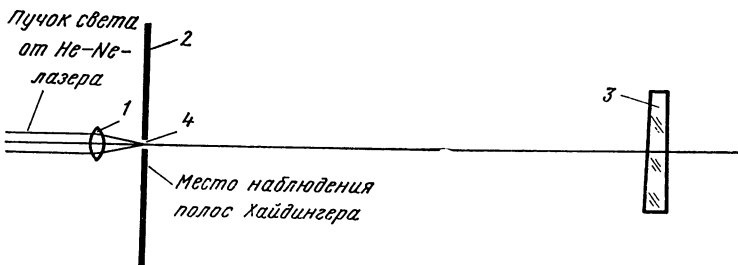


Рис. 1.35. Схема измерения угла клиновидности пластины с помощью колец Хайдингера. Лазерный пучок проходит через отверстие в экране, на котором наблюдается интерференционная картина:

1 — положительная линза малого увеличения; 2 — белый экран с центральным отверстием; 3 — контролируемая клиновидная пластина; 4 — центральное отверстие, у которого может быть установлена отрицательная линза

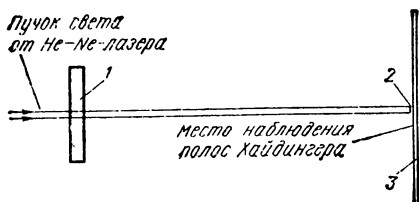


Рис. 1.36. Схема измерения угла клиновидности пластин с помощью колец Хайдингера. Лазерный пучок отражается на оптический клин небольшим выпуклым или вогнутым зеркалом. Полосы Хайдингера образуются на шлифованном экране:

1 — контролируемая клиновидная пластина; 2 — маленькое выпуклое или вогнутое зеркало; 3 — матовый экран

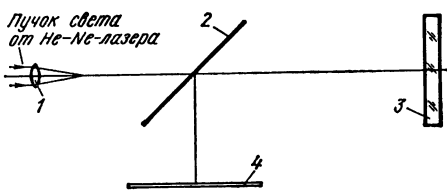


Рис. 1.37. Схема измерения угла клиновидности пластин с помощью колец Хайдингера. Интерференционная картина наблюдается на шлифованном экране; светоделиитель устраняет центральное затемнение поля зрения:

1 — положительная линза малого увеличения; 2 — светоделиитель; 3 — контролируемая клиновидная пластина; 4 — матовый экран

В третьем методе луч лазера проходит светоделиитель, отражается от контролируемой детали, снова падает на полупрозрачную пластину и направляется ею на матовый экран (рис. 1.37). Подвижкой контролируемой пластины добиваются совпадения прямого и обратного ходов лучей до и после отражения от нее. После того как положение светового пучка на экране определено, вблизи лазера устанавливают слабую линзу, расширяющую пучок, и наблюдают на матовом стекле уже знакомую нам интерференционную картину Хайдингера. Дальнейшие измерения не нуждаются в пояснениях.

#### 1.4. МЕТОД АБСОЛЮТНОГО КОНТРОЛЯ ПЛОСКОСТЕЙ

До сих пор мы рассматривали методы контроля пластин с помощью высококачественных эталонов. Часто, однако, возникает необходимость изготовить плоскую деталь в отсутствие пробного стекла. Решить эту проблему можно, используя жидкостные эталоны (см. разд. 1.1.2); другой способ заключается в том, что обрабатывают сразу три плоскости, контролируя их друг по другу и добиваясь минимального отклонения от идеальной поверхности.

Предположим, что мы имеем три поверхности (рис. 1.38), контролируемые в различных сочетаниях (рис. 1.39). По результатам измерений можем определить функции  $g_{AB}(x, y)$ ;  $g_{AC}(x, y)$ ;  $g_{BC}(x, y)$ :

$$\begin{aligned} f_A(x, y) + f_B(-x, y) &= g_{AB}(x, y); \\ f_A(x, y) + f_C(-x, y) &= g_{AC}(x, y); \\ f_B(x, y) + f_C(-x, y) &= g_{BC}(x, y), \end{aligned} \quad (1.31)$$

где  $f_A(x, y)$ ;  $f_B(x, y)$  и  $f_C(x, y)$  определяют отклонения трех поверхностей от идеальной формы. Можно составить систему из трех уравнений с четырьмя неизвестными  $f_A(x, y)$ ;  $f_B(-x, y)$ ;  $f_B(x, y)$ ;  $f_C(-x, y)$ . Она имеет решение для всей поверхности только при наличии осевой симметрии, хотя бы для поверхности B:  $f_B(x, y) =$

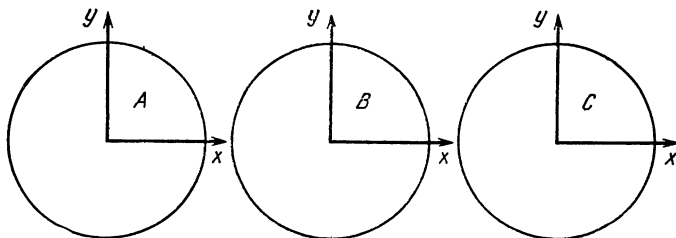


Рис. 1.38. Схема изготовления трех плоских взаимно контролируемых поверхностей

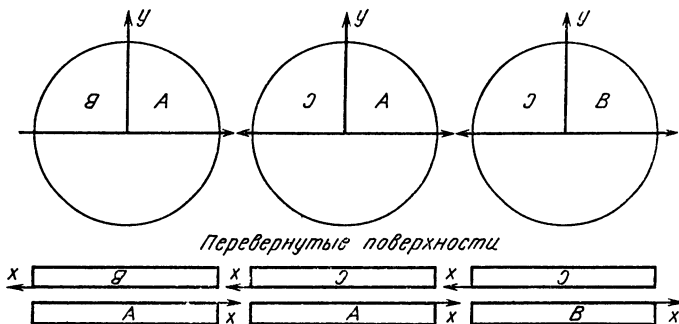


Рис. 1.39. Возможные комбинации, используемые при контроле отклонения поверхностей  $A$ ,  $B$ ,  $C$  от идеальной плоскости

$=f_B(-x, y)$ ; в противном случае решение существует только для  $x=0$ :

$$\begin{aligned} f_A(0, y) &= \frac{g_{AB}(0, y) + g_{AC}(0, y) - g_{BC}(0, y)}{2} ; \\ f_B(0, y) &= \frac{g_{AB}(0, y) - g_{AC}(0, y) + g_{BC}(0, y)}{2} ; \\ f_C(0, y) &= \frac{-g_{AB}(0, y) + g_{AC}(0, y) + g_{BC}(0, y)}{2} . \end{aligned} \quad (1.32)$$

При отсутствии какой-либо симметрии информация о всей поверхности может быть получена, лишь если все три детали контролируются более чем в трех комбинациях, включая их взаимное вращение. Эта проблема всесторонне изложена в работе [7], включающей описание методов контроля сферических поверхностей.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Forman P. F. A Note on Possible Errors Due to Thickness Variations in Testing Nominally Parallel Plates. — Appl. Opt., 3, 646 (1964).
2. Malacara D., Cornejo A. Testing of Aspherical Surfaces with Newton Fringes. — Appl. Opt., 9, 837 (1970).



3. Murty M. V. R. K. A Note on the Testing of Large Aperture Plane Parallel Plates of Glass. — Appl. Opt., 2, 1337 (1963).
4. Murty M. V. R. K. Addendum to: A Note on the Testing of Large Aperture Plane Parallel Plates of Glass. — Appl. Opt., 3, 784 (1964a).
5. Murty M. V. R. K. The Use of a Single Plane Parallel Plate as a Lateral Shearing Interferometer with a Visible Gas Laser Source. — Appl. Opt., 3, 531. (1964).
6. Murty M. V. R. K., R. P. Shukla. Some Considerations of the Fizeau Interferometer. — Bull. Opt. Soc. India, 4, 13 (1970).
7. Schulz G., Schwider J. — In: Progress in Optics, Vol. 13, E. Wolf, Ed., North-Holland, Amsterdam, 1976, Chap. IV.
8. Taylor W. G. A. Spherical Aberration in the Fizeau Interferometer. — J. Sci. Instrum., 34, 399 (1957).
9. Wasilik H., Blomquist T. V., Willet C. S. Measurement of Parallelism of the Surfaces of a Transparent Sample Using Two-Beam Nonlocalised Fringes Produced by Laser. — Appl. Opt., 10, 2107 (1971).
10. Yoder P. R. Jr., Hollis W. W. Design of a Compact Wide Aperture Fizeau Interferometer. — J. Opt. Soc. Am., 47, 858 (1957).

## Дополнительная литература

### *Интерферометр Ньютона*

- Carman P. D. Control and Interferometric Measurement of Plate Flatness. — J. Opt. Soc. Am., 45, 1009 (1955).
- Einsporn E. Über die Verbesserung der Gute und Prüfung optischer Planschiffe. — Optik, 7, 174 (1950).
- Emerson W. B. Determination of Planeness and Bending of Optical Flats. — J. Res. Nat. Bur. Stand., 49, 241 (1952).
- Harper D. C. Preparation of Drawings for Optical Elements and Methods of Testing. — Appl. Opt., 9, 527 (1970).
- Karlin O. G., Syutkin V. A. The Use of Spherical and Aspherical Test Glasses for Inspecting Aspherical Surfaces, Sov. J. Opt. Technol., 39, 156, 1972 (оригинал на русском языке: Оптико-механическая промышленность, № 4, с. 39, 1972).
- Landwehr R. Zur Messung der Ebenheit von reflektierenden Flächen mittels Interferenzen gleicher Dicke. — Optik, 5, 354, (1949).
- Saunders J. B. Testing of Large Optical Surfaces with Small Test Plates. — J. Res. Nat. Bur. Stand., 53, 29 (1954).
- Schulz G. Ein Interferenzverfahren zur absoluten Ebenheitsprüfung langs beliebiger Zentralschnitte. — Opt. Acta, 14, 375 (1967).
- Schulz G. Interferentielle Absoluteprüfung zweier Flächen. — Opt. Acta, 20, 699 (1973).
- Schulz G., Schwider J., Hiller C., Kicker B. Establishing an Optical Flatness Standard. — Appl. Opt., 10, 929 (1971).
- Schwider J. Ein Interferenzverfahren zur Absoluteprüfung von Planflächenermalen, II. — Opt. Acta, 14, 389 (1967).
- Schwider J. Absolute Flächenprüfung durch Kombination eines Normals mit einem Kompensationshologramm. — Opt. Communic., 6, 58 (1972).
- Schwider J., Schulz G., Riekher R., Minkwitz G. — Ein Interferenzverfahren zur Absoluteprüfung von Planflächenermalen — I. — Opt. Acta, 13, 103 (1966).

### *Интерферометр Физо*

- Ashton A., Marchant A. C. Note on the Testing of Large Glass Panels. — Opt. Acta, 14, 203 (1967).
- Barrell H., Marriner R. Liquid Surface Interferometry. — Nature, 162, 529 (1948).

- Barrell H., Marriner R.** A Liquid Surface Interferometer. — Br. Sci. News 2, 130 (1949).
- Barrell H., Preston J. S.** — An Improved Beam Divider for Fizeau Interferometers. — Proc. Phys. Soc., B64, 97 (1951).
- Biddles B. J.** A Non-Contacting Interferometer for Testing Steeply Curved Surfaces. — Opt. Acta, 16, 137 (1969).
- Bruce C. F., Cuninghame W. A. F.** Measurement of Angle by Interferometry. — Aust. J. Appl. Sci., 1, 243 (1950).
- Bunnagel R.** Investigation of the Use of a Liquid Surface Mirror for a Flat Plane of Reference. — Z. Angew. Phys., 8, 342 (1956).
- Bunnagel R., Oehring H. A., Steiner K.** Fizeau Interferometer for Measuring Flatness of Optical Surfaces. — Appl. Opt., 7, 331 (1968).
- Chapham P. B., Dew G. D.** Surface-Coated Reference Flats for Testing Fully Aluminized Surfaces by means of the Fizeau Interferometer. — J. Sci. Instrum., 44, 899 (1967).
- Collyer P. W.** A Method of Sharpening Fizeau Fringes. — J. Opt. Soc. Am., 41, 285 (1951).
- Dew G. D.** A Method for the Precise Evaluation of Interferograms. — J. Sci. Instrum., 41, 160 (1964).
- Dew G. D.** The Measurement of Optical Flatness. — J. Sci. Instrum., 43, 409 (1966).
- Dew G. D.** Systems of minimum Deflection Supports for Optical Flats. — J. Sci. Instrum., 43, 809 (1966).
- Dew G. D.** Optical Flatness Measurement — the Construction and Use of the Fizeau Interferometer. — N. P. L. Optical Metrology Report No. 1 (1967).
- Dukhopel I. I., Urnis Ye.** Selection of the Best Interferometer for Quality Control of Spherical Surfaces. — Sov. J. Opt. Technol., 36, 545 (1969) (Оригинал на русском языке: Оптико-механическая промышленность, 1969, № 8, с. 26).
- Gates J. W.** A Slow Motion Adjustment for Horizontal Interferometer Mirrors. — J. Sci. Instrum., 30, 484 (1953).
- Gates J. W.** An Interferometer for Testing Sphericity. — In: Optics in Metrology, Pol Mollet Ed., Pergamon, Oxford, 1960, p. 201.
- Gubel N. N., Dukhopel I. I., Myasnikov Yu. A., Urnis I. Ye.** Interferometers for Inspecting Spherical Surfaces Subtended by Large Angles. — Sov. J. Opt. Technol., 40, 27, 1973. (оригинал на русском языке: Оптико-механическая промышленность, 1973, № 1, с. 31).
- Harris S. J.** The Universal Fizeau Interferometer, Ph. D. Thesis, University of Reading, England, (1971).
- Hodgkinson I. J.** A Method for Mapping and Determining the Surface Defects Function of Pairs of Coated Optical Flats. — Appl. Opt., 8, 1373 (1969).
- Hunt P. G.** Optical Cements: A Laboratory Assessment. — Opt. Acta, 14, 401 (1967).
- Kontievskiy Yu. P., Klochkova O. A., Perezhogin A. Ya.** An Improved Two-Beam Interferometer, Sov. J. Opt. Technol., 35, 559, 1968. (оригинал на русском языке: Оптико-механическая промышленность, 1968, № 9, с. 24).
- Laurent M. L.** Sur Plusieurs Appareils d'Optique, Destines a Contrôler les Surfaces Planes: Paralleles, Perpendiculaires et Obliques. — C. R. Acad. Sci. (Paris), 94, 134 (1883).
- Mareau B. C., Hopkins R. E.** Application of Wax to Fine Ground Surfaces to Simulate Polish. — Appl. Opt., 8, 2150 (1969).
- Polster H. D.** The Determination of the Absolute Contours of Optical Flats, II. — Appl. Opt., 7, 977 (1968).
- Primak W.** The Determination of the Absolute Contours of Optical Flats. — Appl. Opt., 6, 1917 (1967).
- Schulz G., Schwider J.** Precise Measurement of Planeness. — Appl. Opt., 6, 1077 (1967).
- Sen D., Puntambekar P. N.** An Inverting Fizeau Interferometer. — Opt. Acta, 12, 137 (1965).

**Bergman T. G., Thompson J. L.** An Interference Method for Determining the Degree of Parallelism of (Laser) Surfaces. — Appl. Opt., 7, 923 (1968).

**Ford D. L., Shaw J. H.** Rapid Method of Aligning Fabry-Perot Etalons. — Appl. Opt., 8, 2555 (1969).

**Hillenkamp F.** Note on the Interference Method for Determining the Degree of Parallelism of Lazer Surfaces. — Appl. Opt., 10, 1982 (1971).

**Raman C. V., Rajagopalan V. S.** Haidinger's Fringes in Non-uniform Plates. — Philos. Mag., Ser. 7, 29, 508 (1939).

**Raman C. V., Rajagopalan V. S.** Haidinger Interference in Curved Plates. — J. Opt. Soc. Am., 29, 413 (1939).

**Roesler F. L.** Mapping of High Quality Optical Flats without Coating. — J. Opt. Soc. Am., 52, 471 (1962).

**Roesler F. L., Traub W.** Precision Mapping of Pairs of Uncoated Optical Flats. — Appl. Opt., 5, 463 (1966).

**Schonrock O.** Testing Planeness of Surfaces by Haidinger's Rings. — Z. Instrumentenk., 59, 31 (1939).

# Интерферометр Тваймана-Грина

*Д. Малакара*

## 2.1. ВВЕДЕНИЕ

Интерферометр Тваймана — Грина является модификацией интерферометра Майкельсона, используемого для контроля деталей и узлов оптических приборов. Он был предложен и запатентован Твайманом и Грином [61] для контроля призм и микрообъективов и позднее приспособлен для контроля фотообъективов [55]. Первые публикации с описанием интерферометра принадлежат Твайману [54, 56—58]. Прибор оказался настолько эффективным и популярным, что его подробно описанию посвящено большое количество обзорных статей [7] и книг [11, 14, 25, 59, 62].

На рис. 2.1. представлена одна из типовых схем интерферометра Тваймана — Грина. Пучок света от квазимонохроматического точечного источника света коллимируется объективом  $L_1$  для создания плоского волнового фронта, который затем разделяется светоделителем на две части. Отразившись от зеркал  $M_1$  и  $M_2$ , лучи вновь сходятся на полупрозрачной поверхности  $A$  и образуют две интерференционные картины. Одна картина направляется к объективу  $L_2$ , другая возвращается к источнику света. Апертура объектива такова, что лучи, прошедшие ее, заполняют все поле зрения. Наблюдаемые при этом полосы являются полосами равной толщины.

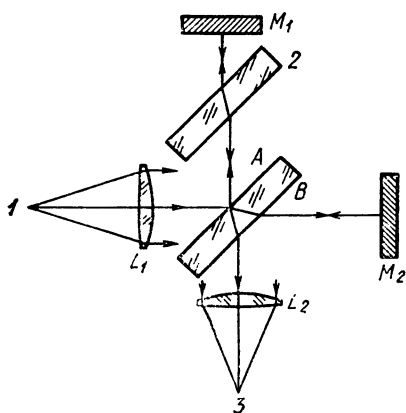
Легко заметить, что основная и побочная интерференционные картины полностью дополняют друг друга, т. е. яркой полосе одной из них соответствует темная полоса другой, и наоборот. Это явление вытекает из закона сохранения энергии и справедливо даже в случае, если разность оптического хода равна нулю.

Интересно отметить, что Майкельсон не считал этот прибор пригодным для контроля крупногабаритных оптических деталей и указывал на то, что устройство, которое сейчас называют неравноплечим интерферометром, нельзя использовать из-за отсутствия достаточно когерентных источников света [36]. Твайман [53] возражал ему, ссылаясь на то, что запатентованное им устройство [61], изображенное на рис. 2.2, предназначено для контроля больших линз и зеркал. Для его работы не нужны большие коллиматор и светоделитель, но, к сожалению, при использовании источников с недостаточной когерентностью размер сферического эталонного зеркала  $M_1$  должен равняться размеру контролируемой поверхности. Это устройство часто называют [10, 15, 20] интерферометром Вильямса.

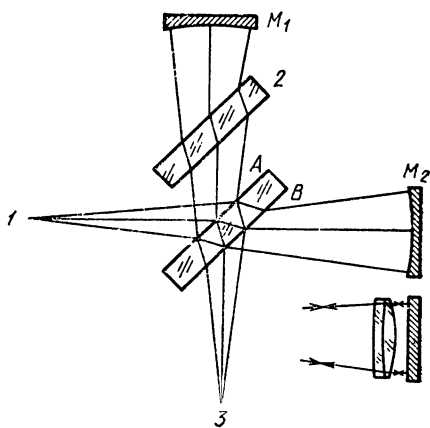
На рис. 2.3 изображен внешний вид интерферометра Тваймана — Грина, используемого в лабораторных условиях. Среди его многочисленных вариантов наибольший интерес представляют компактные устройства, созданные Ван Хилом и Симонсом [63].

Не менее интересен недорогой прибор, ошибки которого корректируются с помощью голограммы [44]. Сначала на интерферометре, имеющем большой наклон, получают фотографию, фиксирующую набор очень точных, невидимых для глаза полос. Затем в прибор вводят контролируемую деталь и вторично экспонируют фотопластину. При проявлении на ней возникает муаровая картина, характеризующая погрешности контролируемой поверхности.

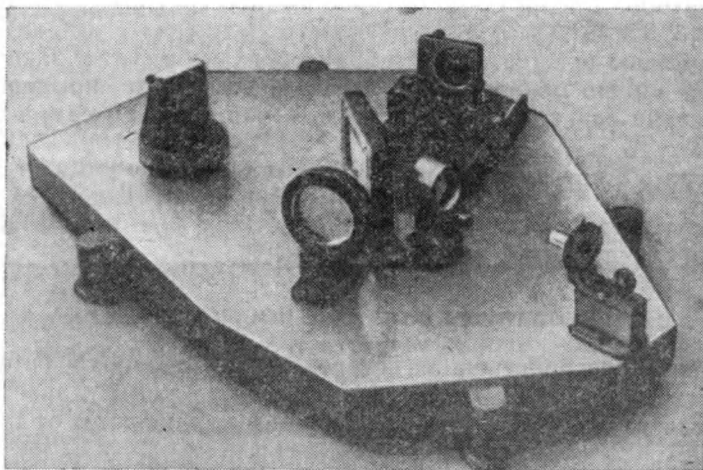
Для аттестации шлифованных поверхностей Муннерлином и др. [38] в качестве источника длинноволнового света (10,6 мкм) был использован газовый лазер на  $\text{CO}_2$ .



**Рис. 2.1. Интерферометр Тваймана — Грина:**  
 1 — источник света; 2 — компенсатор; 3 —  
 глаз наблюдателя



**Рис. 2.2. Модификация Вильямса интерфе-**  
**рометра Тваймана — Грина:**  
 1 — источник света; 2 — компенсатор; 3 —  
 глаз наблюдателя



**Рис. 2.3. Общий вид интерферометра Тваймана — Грина**

### 2.1.1. Узел светоделителя

Светоделительную пластину изготавливают таким образом, чтобы поверхность  $A$  отражала необходимое количество света, а  $B$  только преломляла его. Для этого на поверхность  $B$  наносят многослойное просветляющее покрытие. Более простое решение заключается в наклоне светоделителя под углом Брюстера и использовании источника света с  $p$ -поляризацией, проходящей через поверхность без отражения. Еще одно решение проблемы предполагает применение клиновидного светоделителя, выводящего нежелательный отраженный свет из системы. Коэффициент отражения  $R$  от поверхности  $A$  не влияет на контрастность полос и лишь сказывается на величине излучения:

$$I = 4I_0 RT, \quad (2.1)$$

где  $I_0$  — излучение падающего волнового фронта и  $T$  — коэффициент пропускания. При отсутствии поглощения на неметаллических покрытиях  $T \approx 1 - R$  и при  $R = T = 0,5$   $I$  достигает максимального значения.

Лучи света, идущие к наблюдателю от зеркала  $M_1$ , проходят светоделитель только один раз, а лучи от  $M_2$  проделывают этот путь дважды. В результате в ветвях интерферометра возникает разность оптического хода лучей. Такие приборы называют нескомпенсированными. Выравнивания оптического хода достигают, помещая компенсатор перед зеркалом  $M_1$  (см. рис. 2.1 и 2.2).

Важность компенсации интерферометра будет показана в следующем параграфе. В литературе подробно описаны юстируемые компенсаторы для интерферометров Вильямса [50] и Тваймана — Грина [13, 35, 49].

С помощью нескольких алгебраических формул и закона преломления можно показать, что светоделитель или компенсационная пластина сдвигают оптическую ось параллельно самой себе на величину

$$d = t \sin \theta [1 - \cos \theta / (N^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}], \quad (2.2)$$

где  $\theta$  — угол падения;  $t$  — толщина пластины;  $N$  — показатель преломления стекла.

## 2.2. ТРЕБОВАНИЯ К КОГЕРЕНТНОСТИ ИСТОЧНИКА

Размер (пространственная когерентность) и монохроматичность (временная когерентность) источника света должны удовлетворять определенным минимальным требованиям, зависящим от вида системы [22].

Как указывалось выше, интерферометр считают раскомпенсированным, когда в одной его ветви длина оптического хода лучей больше, чем в другой. Это может происходить по двум причинам: а) в одной из ветвей присутствует контролируемый оптический компонент (линза или призма) и б) световой луч в одной ветви проходит через светоделитель один раз, а в другой — трижды. Оба слу-

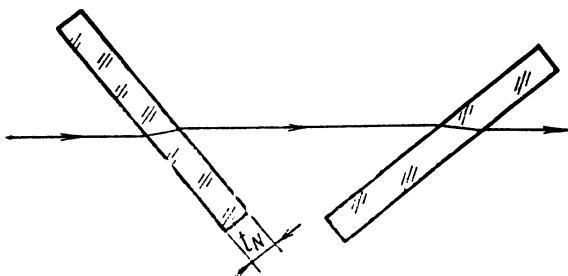


Рис. 2.4. К вычислению разности оптического хода лучей в некомпенсированном интерферометре

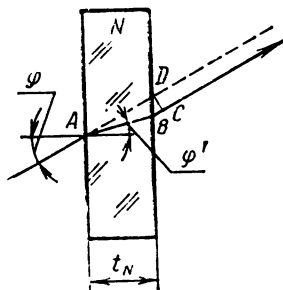


Рис. 2.5. Разность оптического хода в плоскопараллельной пластине

чая равноценны тому, что в одной из ветвей расположена наклонная плоскопараллельная стеклянная пластина. Свет проходит через нее дважды; при этом возникает такой же эффект, как при его прохождении через две пластины (рис. 2.4). Разность оптического хода OPD, возникающая при однократном прохождении луча, является функцией угла падения света (рис. 2.5) и выражается уравнением

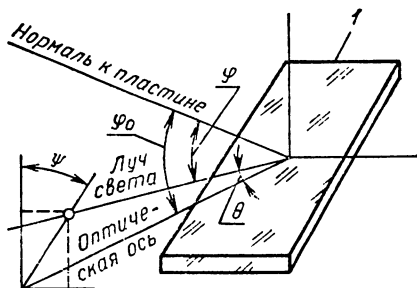


Рис. 2.6. Схема прохождения лучей через наклоненную плоскопараллельную пластину:  
1 — стеклянная пластина

$$OPD = N(\overline{AB}) + (\overline{BC}) - (\overline{AD}) \quad (2.3)$$

или

$$OPD(\varphi) = t_N(N \cos \varphi' - \cos \varphi). \quad (2.4)$$

Если пластины наклонены под углом  $\varphi_0$  к оптической оси и направление луча определяется углами  $\theta$  и  $\psi$  (рис. 2.6), разность оптического хода, возникающая при двойном прохождении луча, определяется выражением

$$OPD(\varphi) = t_N(N \cos \varphi'_1 + N \cos \varphi'_2 - \cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) + 2t_0 \cos \theta, \quad (2.5)$$

где индексы 1 и 2 обозначают первый и второй проход луча через деталь. Последний член соответствует дополнительной разности оптического хода, возникающей из-за сдвига одного из зеркал на величину  $t_0$  вдоль оптической оси. Углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  связаны с углами  $\theta$ ,  $\psi$  и  $\varphi_0$  соотношениями

$$\begin{aligned} \cos \varphi_1 &= \cos \varphi_0 \cos \theta + \sin \varphi_0 \sin \theta \cos \psi; \\ \cos \varphi_2 &= \cos \varphi_0 \cos \theta - \sin \varphi_0 \sin \theta \cos \psi. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Если стеклянная пластина перпендикулярна к оптической оси,  $\varphi_0 = 0$ ,  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$  и  $\varphi'_1 = \varphi'_2 = \theta$ . В этом случае уравнение (2.5) упрощается

$$OPD(\theta) = 2t_N(N \cos \theta' - \cos \theta) + 2t_0 \cos \theta. \quad (2.7)$$

## 2.2.1. Пространственная когерентность

Возможны два случая, когда источник создает волновой фронт, распространяющийся в пределах объемного угла  $2\theta$ , и потому не обладает совершенной пространственной когерентностью.

1. Источник света не является математической точкой, а имеет небольшой конечный диаметр  $2a$ . В этом случае

$$\theta = a/f, \quad (2.8)$$

где  $f$  — фокусное расстояние коллиматора.

2. Коллиматор имеет сферическую aberrацию, тогда

$$\theta = TA/f, \quad (2.9)$$

где  $TA$  — максимальное значение поперечной сферической aberrации коллиматора в положении наилучшего фокуса.

При использовании протяженного источника света полосы высокого контраста возникают только при условии, что разность оптического хода для двух любых его точек отличается (согласно критерию Релея) не более, чем на  $\lambda/4$ . В то же время проведение радиометрических измерений обычно требует использования по возможности более крупного источника, не снижающего контрастности полос.

Можно показать, что если светоделитель не компенсируется идентичной пластиной, максимально допустимый источник света должен иметь эллиптическую форму. Именно по этой причине полосы в некомпенсированном интерферометре Майкельсона эллиптически. Их форма и размер являются функциями  $\varphi_0$ ,  $\theta$  и  $\psi$  и очень сильно зависят от  $t_0$ .

Ниже подробно рассмотрим упрощенный вариант компенсатора, нормаль к которому параллельна оптической оси. Из рис. 2.7 видно, как меняется OPD в зависимости от угла  $\theta$  и  $t_0$ . Максимально допустимой следует считать величину  $\theta$ , при которой OPD изменяется на  $\lambda/4$ .

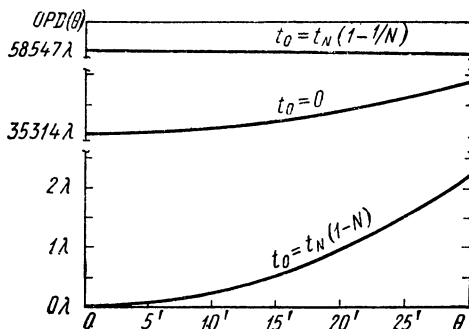
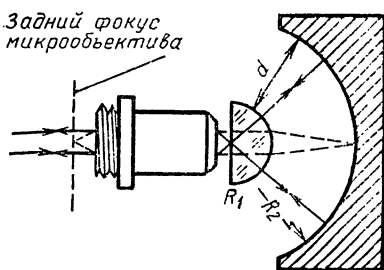


Рис. 2.7. Кривые разности оптического хода, вносимой плоскопараллельной пластиной, перпендикулярной к оптической оси [ $t_N = 2$  см,

$$N = 1.52, \lambda = 589 \text{ нм (5890 \text{ \AA})}]$$



$$R_2 = R_1 \left( \frac{N}{N-1} \right) = R_1 + d$$

Рис. 2.8. Устройство Дайсона для контроля микрообъективов



При контроле малогабаритных оптических деталей с помощью немонахроматического источника света удобно принимать

$$t_0 = t_N(1 - N), \quad (2.10)$$

чтобы  $OPD = 0$ , но в этом случае требуется еще меньший источник света. Следует отметить, что при контроле крупных оптических деталей значение  $t_0$  нельзя изменять произвольно, так как в большинстве случаев оно будет очень большим. Если используется протяженный квазимонохроматический источник света, полезно выдерживать условие

$$\frac{d \text{OPD}(\theta)}{d\theta} = 0, \quad (2.11)$$

откуда

$$t_0 = t_N(1 - 1/N). \quad (2.12)$$

Из уравнения следует, что интерферометр является скомпенсированным с точностью до размера источника света, когда видимое расстояние изображения сетки коллиматора (или источника света в интерферометре Майкельсона) кажется наблюдателю одинаковым для обеих ветвей. Соответственно, когда интерферометр скомпенсирован с точностью до конечного размера источника, действительные изображения зеркал, стоящих в конце каждой ветви, совпадают. Стил [47] и Слевог [47] тоже пришли к этому заключению.

Когда интерферометр скомпенсирован таким образом, полосы располагаются вблизи поверхностей зеркал, на которые должна быть сфокусирована наблюдательная система. Однако при контроле линзы полосы локализируются в зрачке, и поэтому зеркало следует располагать к ней как можно ближе. Вот почему при контроле объективов телескопов требуется выпуклое зеркало с максимально возможным радиусом кривизны [51]. В то же время входной зрачок микрообъектива находится в бесконечности, а выходной располагается в заднем фокусе. Дайсон [17] предложил оптическую систему (рис. 2.8), дающую изображение поверхности зеркала в заднем фокусе микрообъектива, где локализируются полосы. Эта схема очень интересна, так как все аберрации Зейделя в ней равны нулю.

Ограничения, накладываемые на размеры точечного источника, были изучены Гильдом [21] несколько иным способом. Мысленно увеличим точечный источник до размеров протяженного. Поместим перед линзой  $L_2$  (см. рис. 2.1) окуляр и создадим тем самым телескоп. В этих условиях будут наблюдаться полосы равного наклона в виде концентрических колец, подобных имеющим место в интерферометре Майкельсона. Если зеркала строго перпендикулярны к своим оптическим осям, кольца будут точно отцентрированными. Идеальным размером источника будем считать такой, который позволяет наблюдать на системе полос только центральное пятно. Размер пятна увеличивается при ослаблении зависимости  $OPD$  от  $\theta$  с помощью одной из юстировок, описанных выше; это делает возмож-

ным использование большого источника, хотя эффективный размер пятна ограничивается зрачком глаза наблюдателя или камеры.

Выше мы предполагали, что два интерферирующих волновых фронта имеют одинаковую ориентацию без вращения или смещения относительно друг друга. Другими словами, если один из пучков повернут или послан обратно, то же следует проделать и с другим пучком. Волновой фронт можно развернуть на  $180^\circ$  при помощи уголкового отражателя или ретрорефлектора типа «кошачий глаз», образованного собирающей линзой и плоским зеркалом, расположенным в ее фокусе. Волновой фронт может быть отражен обратно системой из двух взаимно перпендикулярных плоских поверхностей, как, например, в призме Порро. Мерти показал [40], что для получения полос хорошего контраста и без фазовых сдвигов в случае, когда один из волновых фронтов повернут или послан обратно относительно другого, диаметр  $2a$  точечной диафрагмы должен удовлетворять условию

$$2a \leq 1,22 \lambda f/D, \quad (2.13)$$

где  $f$  и  $D$  — соответственно фокусное расстояние и диаметр объектива коллиматора. Величина  $2a$ , как правило, крайне мала и не подходит для некоторых источников. Эта проблема отпадает, если использовать газовый лазер с высокими интенсивностью излучения и степенью когерентности.

## 2.2.2. Временная когерентность

Величина  $OPD(\theta)$ , заданная уравнением (2.5), предъявляет некоторые требования к монохроматичности источника. Рассмотрим вначале интерферометр, раскомпенсированный из-за отсутствия компенсатора или, наоборот, наличия его в одной из ветвей линзовой или призмной системы. Из уравнения (2.5) следует

$$[\Delta OPD(\theta)]_{\theta=0} = 2t_N \left( \frac{dN}{d\lambda} \right) \Delta\lambda. \quad (2.14)$$

или при использовании критерия Релея ( $\Delta OPD \leq \lambda/4$ )

$$\Delta\lambda \leq \lambda/[8t_N(dN/d\lambda)]. \quad (2.15)$$

Так как дисперсия света ( $dN/d\lambda$ ) и величина  $t_N$  никогда не равны нулю, ширина полосы  $\Delta\lambda$  не должна быть слишком большой. Если интерферометр точно скомпенсирован, будут наблюдаться полихроматические полосы; в противном случае необходимо использовать высококогерентный источник света в виде лампы с парами низкого давления или лазера.

Если в обеих ветвях интерферометра имеются различные оптические детали и разность фаз луча, следующего двумя путями, не зависит от  $\lambda$ , можно считать, что прибор скомпенсирован для спектрального участка шириной  $\Delta\lambda$ . Согласно Стилу [49] разность

фаз для двух ветвей интерферометра, содержащих различные оптические детали толщиной  $t$  и с коэффициентом преломления  $N$ , равна

$$\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda} \left( \sum_1 Nt - \sum_2 Nt \right). \quad (2.16)$$

При  $d\varphi/d\lambda = 0$  она не зависит от  $\lambda$ , тогда имеем:

$$\sum_1 \tilde{N}t = \sum_2 \tilde{N}t, \quad (2.17)$$

где  $\tilde{N}$  — «групповой коэффициент преломления», определяемый как

$$\tilde{N} = N - \lambda \frac{dN}{d\lambda}. \quad (2.18)$$

Следовательно, можно говорить, что интерферометр скомпенсирован для интервала  $\Delta\lambda$ , если «групповой оптический ход» лучей в его обеих ветвях одинаков. Стил [9] указывал, что такую компенсацию можно оценивать, наблюдая полихроматические полосы через спектроскоп, шель которого перпендикулярна им. Полосы пересекают спектр, и их наклон характеризует изменение положения полос с изменением  $\lambda$ . При качественной компенсации полосы ориентированы строго вдоль направления дисперсии. В противном случае ход лучей в деталях юстируют до тех пор, пока отклонение полос при заданной  $\lambda$  не станет равно нулю.

Если разность OPD (0) очень велика (как в неравноплечем интерферометре, описанном в разд. 2.4), последний член уравнения (2.5) становится определяющим и можно записать

$$\text{OPD}(0) = 2t_0 = m\lambda, \quad (2.19)$$

но с учетом критерия Рэлея порядковый номер  $m$  не должен изменяться на краях спектрального участка более чем на  $1/4$  и, следовательно,

$$m\lambda = (m + 1/4)(\lambda - \Delta\lambda), \quad (2.20)$$

где  $\Delta\lambda$  — максимально допустимая ширина спектрального участка. Приближенно можно записать

$$\Delta\lambda \leq \lambda / (8t_0). \quad (2.21)$$

Поскольку длина цепочки волн с шириной полосы  $\Delta\lambda$  равна  $\lambda^2/\Delta\lambda$ , это условие равнозначно утверждению, что разность OPD (0) должна быть меньше  $1/4$  этой длины. Использование газового лазера в качестве источника света в данном случае представляет большой практический интерес и будет рассмотрено в разд. 2.4.

## 2.3. ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ТВАЙМАНА—ГРИНА

На этом приборе могут быть проконтролированы различные оптические детали, простейшей из которых является плоскопараллельная пластина. Вносимая ею разность оптического хода

$$\text{OPD} = 2(N - 1)t, \quad (2.22)$$

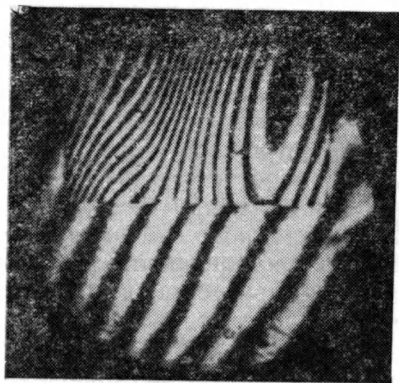


Рис. 2.9. Интерферограмма стеклянной пластины

где  $t$  — толщина пластины;  $N$  — коэффициент преломления стекла. Если интерферометр отъюстирован так, что полосы в нем отсутствуют, любая картина, возникающая в приборе после введения в него пластины, полностью относится на «счет» последней. Если в поле зрения полосы по-прежнему отсутствуют, величина  $(N-1)t$  постоянна вдоль всей пластины. Наличие прямолинейных полос указывает на постоянство величины  $N$  и наличие угла  $\epsilon$  между плоскостями пластины

$$\epsilon = \alpha / [2(N-1)], \quad (2.23)$$

где  $\alpha$  — малый угол между интерферирующими волновыми фронтами:

$$\alpha = n\lambda, \quad (2.24)$$

здесь  $n$  — число наблюдаемых интерференционных полос на единице длины поля зрения.

Полосы могут быть и искривленными (рис. 2.9) из-за погрешностей формы поверхностей или оптической неоднородности, так как при контроле оценивается величина  $(N-1)t$ . Для обеспечения независимых измерений  $N$  и  $t$  данный метод дополняют контролем величины  $Nt$  на интерферометре Физо.

На описанном устройстве можно контролировать самые различные материалы [1, 2, 34, 60].

### 2.3.1. Контроль призм и дифракционных решеток

Интерферометр Тваймана — Грина очень удобен для аттестации призм, особенно прямых углов прямоугольных призм (типа Порро), призм Амичи с крышей и уголковых отражателей. Как уже отмечалось в разд. 2.2.1, если не используется газовый лазер, относительные вращения и обращения волновых фронтов должны быть скорректированы (рис. 2.10). На рис. 2.11 представлена схема контроля

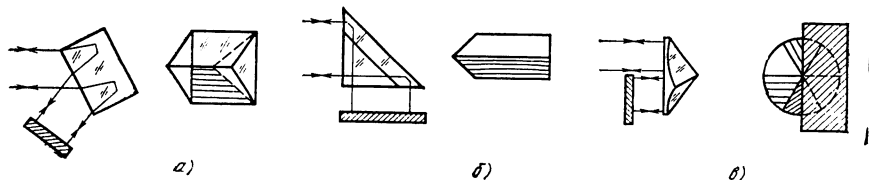


Рис. 2.10. Схемы контроля призм:

а — прямоугольной; б — Амичи с крышей; в — уголкового отражателя

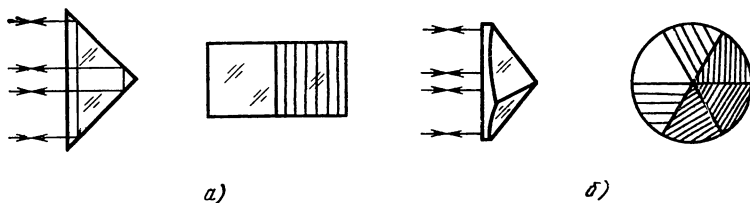


Рис. 2.11. Контроль призм Порро (а) и уголковых отражателей (б) с помощью лазерного источника

при использовании лазерного источника света.

Линдберг [31] показал, что ошибка угла крыши

$$\varepsilon = \alpha / (4KN \sin \theta), \quad (2.25)$$

где  $N$  — коэффициент преломления материала;  $\alpha$  — угол между двумя выходящими фронтами после однократного прохождения через призму;  $\theta$  — угол между краем крыши и падающим углом;  $K$  — число отражений луча от крыши. Табл. 2.1 содержит значения  $\theta$  и  $K$  для контроля по схемам, изображенным на рис. 2.10 и 2.11. Угол  $\alpha$  определяем из уравнения (2.24); интерферометр при этом регулируем так, чтобы все полосы на одной из граней были устранены. Подробный анализ контроля уголковых отражателей проведен Томасом и Вайантом [52].

2.1. Значения  $\theta$  и  $K$  для призмы (см. рис. 2.10 и 2.11)

Призма	Рисунок	$\theta$ , градус	$\sin \theta$	$K$
Порро	2.10	60	0,866	2
Амичи	2.10	45	$1/\sqrt{2}$	2
Уголковый отражатель	2.10	54,7	$\sqrt{2}/3$	2
Порро	2.11	90	1	1
Уголковый отражатель	2.11	54,7	$\sqrt{2}/3$	1

На рис. 2.12, а изображена схема контроля спектральных призм. Небольшие изменения однородности стекла можно скомпенсировать приданием граням соответствующей формы.

В 1935 г. Бисакр и Симеон предложили метод контроля дифракционных решеток на интерферометре Тваймана — Грина, но, к со-

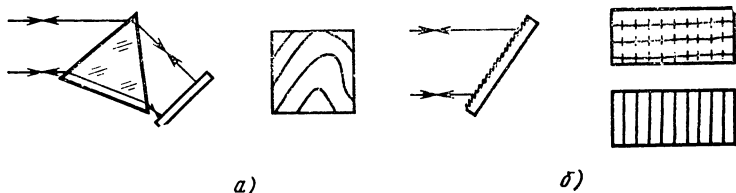


Рис. 2.12. Схемы контроля диспергирующих призм и дифракционных решеток

жалению, не опубликовали его [11]. На первом этапе интерферометр юстируют так, чтобы получить горизонтальные полосы, используя лучи первого порядка. Затем решетку поворачивают и получают лучи третьего порядка, в которых «духи»\* (если они имеются) усиливаются. При их наличии полосы становятся пилообразными. С увеличением промежутка между горизонтальными полосами зубцы становятся все больше и, в конце концов, образуют систему вертикальных полос (рис. 2.12, б).

### 2.3.2. Контроль линз

Одним из первых применений интерферометра Тваймана — Грина стал контроль линз и объективов фотокамер [48, 56], включающий измерение их хроматической аберрации [33]. Для аттестации собирающих линз подходит любая из трех схем, показанных на рис. 2.13, а—в. Длиннофокусные линзы контролируют с помощью выпуклого сферического зеркала, центр кривизны которого совпадает с их фокусом; короткофокусные — с помощью вогнутого. Успешно применяется также небольшое плоское зеркало; его размеры настолько малы, что требования к точности поверхности могут быть значительно снижены. Если, однако, при этом используется не лазерный источник света, то для сохранения пространственной когерентности (см. п. 2.2.1) во второй ветви интерферометра следует поместить такое же устройство или уголкового отражатель. Характерная особенность метода заключается в том, что рассматриваются только симметричные аберрации типа сферической или астигматизма.

Если линза должна контролироваться по полю, ее следует установить на оптическую скамью (рис. 2.14). Контролируемая деталь  $L$  крепится во вращающуюся оправе так, чтобы ее можно было поворачивать вокруг узловой точки  $N$ . Так как фокальная поверхность линзы обычно представляет собой плоскость, зеркало  $M$  смещают на небольшой отрезок  $\overline{FP}$  с помощью металлического стержня  $\overline{F'P}$ . Интерферограммы линз, имеющих аберрации третьего порядка, рассмотрены в п. 2.6.

Для контроля крупногабаритных линз на интерферометре Тваймана — Грина необходим светодетектор еще большего размера. Согласно Берчу [10] Вильямс предложил вместо этого помещать вогнутое зеркало в одну ветвь прибора и линзу с плоским зеркалом в

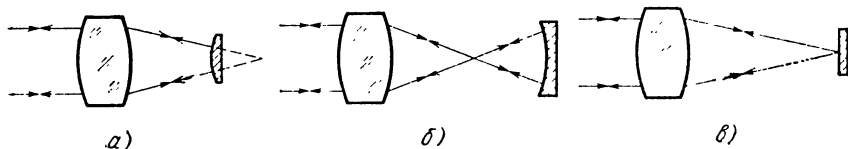


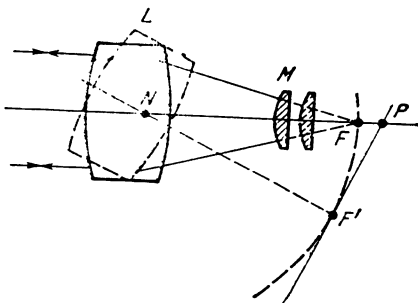
Рис. 2.13. Возможные схемы контроля линз

\* Ложные линии спектра, возникающие из-за технологических ошибок при изготовлении дифракционных решеток. — Прим. ред.

Рис. 2.14. Схема контроля линз на оптической скамье

другую (см. рис. 2.2). Аналогичную схему позднее предложил Хопкинс [24] для применения в лазерном неравноплечем интерферометре.

Островская и Филимонова [41] доказали возможность контроля небольших телескопов на таких установках.



### 2.3.3. Контроль микрообъективов

Твайман успешно использовал свой прибор для контроля микрообъективов [56, 58]. В целом схема подобна используемой для контроля линз, но выпуклое зеркало не применяют из-за малого фокусного расстояния объектива. Иногда микроскоп работает с тубусом конечной длины, а для замены параллельного пучка света и образования источника на расстоянии 16 см в схему добавляют отрицательную линзу. Она должна быть скорректирована на сферическую aberrацию, однако при использовании лазерного или квазимонохроматического света может иметь остаточный хроматизм. На рис. 2.15 представлены возможные схемы контроля; наиболее распространенной является первая, использующая сферическое зеркало с совмещенным с фокусом объектива центром кривизны. Вместо покровного стекла применяют стеклянный отражатель толщиной более полусферы.

Можно также использовать плоское зеркало, но в этом случае фронт поворачивается на  $180^\circ$ , поэтому следует применять лазерный источник или повернуть (с помощью трипель-призмы или аналогичного микрообъектива) фронт в другой ветви. В этом случае интерферограмма будет характеризовать разность aberrаций двух объективов.

В четвертой схеме встречно установлены два микрообъектива и интерферограмма представляет собой сумму их aberrаций. В за-

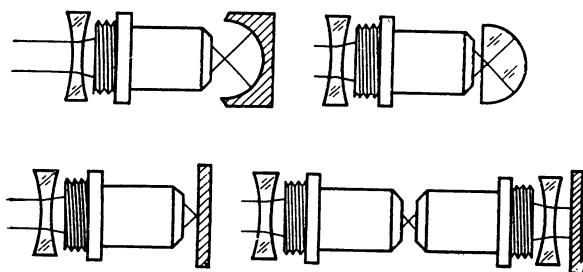


Рис. 2.15. Схема контроля микрообъективов

ключение отметим, что если контролируемые aberrации или размер точечного источника не малы, наилучшим прибором является устройство, использующее систему Дайсона (см. рис. 2.8).

#### 2.4. НЕРАВНОПЛЕЧИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

В разд. 2.2 отмечалось, что при использовании лазерных источников в интерферометре Тваймана — Грина может создаваться очень большая разность оптического хода [37]. Для объяснения этого рассмотрим сначала спектр лазерного излучения. Свет, излучаемый газовым лазером (рис. 2.16, а), обычно состоит из нескольких спектральных линий (продольных мод) [46], разделенных одинаковым частотным интервалом

$$\Delta\nu = c/(2L). \quad (2.29)$$

Если длина  $L$  лазерного резонатора изменяется (из-за теплового расширения, сжатия или механических вибраций), линии синхронно смещаются вдоль частотной шкалы, сохраняя интервал  $\Delta\nu$ ; их интенсивность при этом определяется штриховой кривой (линией усиления), как показано на рис. 2.16, а.

Лазеры, имеющие только одну спектральную линию, называют одномодовыми, или одночастотными. Они дают качественную немодулированную цепочку волн, но из-за нестабильности длины резонатора  $L$  частота излучения также нестабильна. Благодаря применению сервомеханизмов в настоящее время широко распространились одномодовые лазеры с очень высокой стабильностью частоты. Они являются идеальным источником света для интерферометров, позволяя вводить неограниченную по величине разность оптического хода без каких-либо потерь контраста. К сожалению, такие лазеры достаточно дороги и маломощны (менее 1 мВт). Но даже такой лазер обеспечивает значительно большую мощность излучения, чем любой другой тип интерферометрического источника.

Можно показать [12], что теоретическая видимость в интерферометре при использовании лазера с несколькими продольными модами соответствует изображенной на рис. 2.16, б. Поэтому для получения картины хорошего контраста OPD (0) должна быть кратной величине  $2L$ :

$$\text{OPD}(0) = 2t_0 \approx 2ML. \quad (2.27)$$

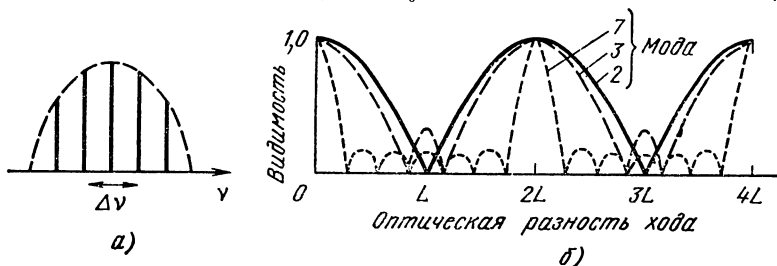


Рис. 2.16. Видимость (контраст) в интерферометре с газовым лазером



Таким образом, лазеры очень удобны и полезны для интерферометрии Тваймана — Грина при условии, что зеркала прибора могут быть отъюстированы так, чтобы удовлетворить это требование. Из-за механической нестабильности лазерный резонатор обычно вибрирует, вызывая постоянную нестабильность частоты линий. При небольших (до 1 м) разностях OPD нестабильность не представляет серьезной проблемы. Если же  $OPD \geq 10$  м, возникает почти периодическое изменение контраста. Для преодоления этого неудобства Батишко и Шэннон [4] предлагают фотографировать картину с выдержкой около 1/250 с. Такая экспозиция слишком мала, чтобы уловить вибрации полос, но она вполне достаточна для оценки изменения контраста.

Используя метод Беннета и др. [5], Гордона и Джекобса [19], Балхорна и др. [3], лазер в два продольных мода можно стабилизировать для устранения изменений контраста.

### 2.4.1. Специальные устройства

С появлением лазера в оптических цехах вошло в практику использование интерферометров Тваймана — Грина с большой разностью оптического хода. Первым их предложил Хопкинс [24], а инструмент такого типа на основе схемы Вильямса был создан Григаллом и Роттенколдером [20] для наблюдений в аэродинамических трубах и контроля сферических зеркал.

На рис. 2.17 изображен неравноплечий интерферометр [26] для производственного контроля оптических деталей. Светоделитель с углом клина  $2'—3'$  установлен под углом Брюстера. Отражающая поверхность светоделителя расположена так, чтобы воспринимать возвращающиеся от контролируемой детали лучи и устранять астигматизм и другие нежелательные эффекты. В рабочую ветвь прибора устанавливают двухлинзовый расширитель пучка света, из-

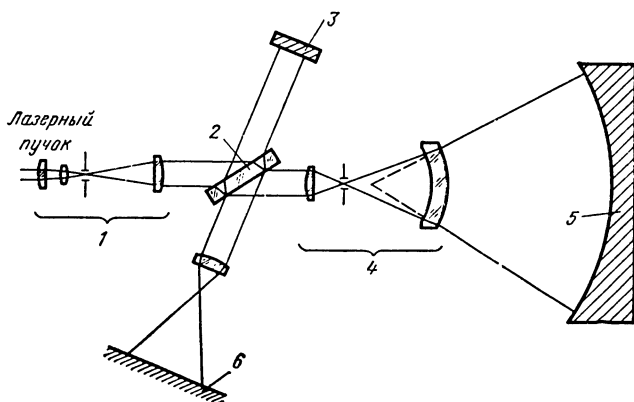


Рис. 2.17. Неравноплечий интерферометр Хьюстона:

1 — расширитель лазерного пучка; 2 — светоделитель, расположенный под углом Брюстера; 3 — регулируемое зеркало; 4 — расширитель пучка; 5 — контролируемое зеркало; 6 — экран

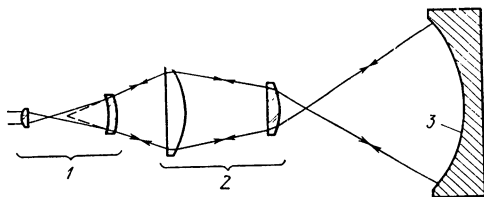


Рис. 2.18. Расширитель пучка и компенсатор, используемые в неравноплечем интерферометре для контроля асферических поверхностей:

1 — расширитель пучка; 2 — компенсатор; 3 — контролируемая асферическая поверхность

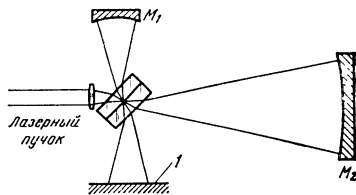


Рис. 2.19. Неравноплечий интерферометр Кошера:

1 — экран

готовленный из стекла с высоким коэффициентом преломления и позволяющий контролировать поверхности с апертурой до  $f/1,7$ . Для контроля асферических поверхностей в схему добавляют коррекционную линзу (рис. 2.18, см. также гл. 14).

На рис. 2.19 показана схема неравноплечего интерферометра Кошера [30], очень похожего на прибор Тваймана — Грина (см. рис. 2.2). Его отличает наличие толстого светоделителя в расходящемся пучке. Вносимые им aberrации одинаковы для обеих ветвей, и в первом приближении можно считать, что они не сказываются на интерференционной картине.

Брунинг и Хериотт [8] создали интерферометр, оснащаемый необычными источниками поляризованного света и обладающий значительно уменьшенными помехами. Буин и др. [9] сообщили об успешном промышленном применении неравноплечих интерферометров.

## 2.5. ФОТОГРАФИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН

Форма aberrированного волнового фронта по мере его распространения постоянно изменяется, поэтому, если оптическая система не совершенна, интерференционная картина также будет постоянно меняться (рис. 2.20). Погрешности системы определяются искажениями волнового фронта в зрачке, где и следует получать интерферограмму. При этом должны быть выполнены два условия: а) интерферограмма в зрачке системы должна представлять имеющиеся искажения волнового фронта и б) фотопластинку следует помещать в плоскость, сопряженную со зрачком инструмента.

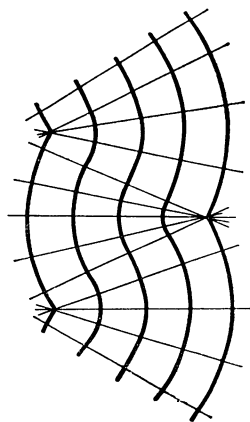


Рис. 2.20. Изменения формы волнового фронта

Для плоских стеклянных пластин и призм первое условие всегда соблюдается. При контроле линз оно не может выполняться автоматически, поскольку небольшой дефект в детали отклоняет луч света, проходящий через нее, и, если поверхность с по-

грешностью не отображается на себя с помощью сферического зеркала, луч не пройдет вторично через этот ее участок. Интерпретация такой интерферограммы всегда сложна, так как данный дефект точно не повторяется двойным прохождением луча через линзу [17]. Можно показать, что изображение линзы образуется от нее на расстоянии

$$S = 2(F - r)^2 / (2F - r), \quad (2.28)$$

где  $F$  — фокусное расстояние;  $r$  — радиус кривизны зеркала ( $r > 0$  для выпуклого зеркала и  $r < 0$  для вогнутого). Наиболее подходящим является выпуклое зеркало, расположенное очень близко к линзе ( $r \approx F$ ). Такое решение не подходит для микрообъективов, потому что для них идеальное место наблюдения полос в заднем фокусе. Лучше всего в этом случае использовать систему Дайсона (см. рис. 2.8), позволяющую располагать автоколлимационную плоскость в любом нужном месте. Для этого плоскую поверхность линзы заменяют вогнутой или выпуклой, сохраняя концентричность сферических поверхностей.

Второе условие можно выполнить за счет правильного расположения линзы в схеме (желательно после соединения интерферирующих пучков на светоделителе).

## 2.6. ТИПОВЫЕ ИНТЕРФЕРОГРАММЫ И ИХ АНАЛИЗ

Методы анализа интерферограмм с абберациями первого порядка разработаны Кингслейком [29]. Отклонение аберрированного волнового фронта от сферы, центр которой расположен в точке гауссовского изображения, можно представить в виде

$$\text{OPD} = A(x^2 + y^2) + By(x^2 + y^2) + C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2) + Ey + Fx, \quad (2.29)$$

$$\text{где } A = \frac{\text{продольная сферическая абберация третьего порядка}}{4S^2 f^2}; \quad (2.30)$$

$$B = \frac{\text{сагиттальная кома}}{S^2 l h}; \quad (2.31)$$

$$C = \frac{\text{сагиттальный астигматизм}}{2l^2}; \quad (2.32)$$

$$D = \frac{\delta l}{2l^2} \text{ (расфокусировка);} \quad (2.33)$$

$$E = \frac{\delta h}{l} \text{ (наклон к оси } x); \quad (2.34)$$

$$F = \frac{\delta t}{l} \text{ (наклон к оси } y). \quad (2.35)$$

Здесь  $S$  — полуапертура линзы;  $f$  — фокусное расстояние;  $l$  — расстояние от задней поверхности линзы до изображения;  $h$  — высота

изображения. Величина  $\delta l$  измеряется как смещение изображения вдоль оптической оси. Величины  $\delta h$  и  $\delta l$  — наклоны волнового фронта, вызываемые боковыми смещениями изображения соответственно вдоль осей  $y$  и  $x$ .

В полярных координатах  $(\rho, \varphi)$  уравнение (2.29) может быть также записано ( $x = \rho \sin \theta$ ;  $y = \rho \cos \theta$ ) как

$$\text{OPD} = A\rho^4 + B\rho^3 \cos \theta + C\rho^2(1 + 2 \cos^2 \theta) + D\rho^2 + E\rho \cos \theta + F\rho \sin \theta. \quad (2.36)$$

При вычислении типовых интерферограмм первичных aberrаций для простоты был взят нормализованный входной зрачок с единичным полудиаметром  $S$ . Тогда все коэффициенты ( $A, B, C, D, E, F$ ) в уравнении (2.29) определяют и характеризуют величину волновой aberrации, выраженную в  $\lambda$ .

1. *Качественная линза.* На рис. 2.21,  $a$  и  $b$  показаны интерферограммы качественной линзы без наклона ( $E=F=0$ ) и с наклоном ( $E=5$ ), а на рис. 2.21  $b$  и  $z$  — такой же линзы с дефокусировкой ( $D=5$ ) и с дефокусировкой и наклоном ( $D=5, E=5$ ).

2. *Сферическая aberrация.* Картины были вычислены и построены для чистой сферической aberrации при  $A=6$ . Они соответствуют параксиальному фокусу ( $D=0$ ) с наклоном ( $E=5$ ) и без него ( $E=F=0$ ) (рис. 2.22,  $z$  и  $a$ ). На рис. 2.22,  $b$  и  $d$  представлены интерферограммы в среднем фокусе ( $D=A$ ) с накло-

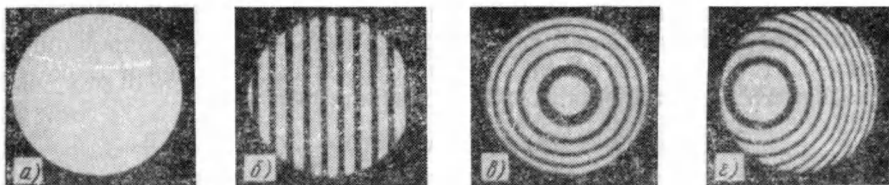


Рис. 2.21. Интерферограммы качественной линзы:

$a$  — без наклона и дефокусировки;  $b$  — с наклоном;  $v$  — с дефокусировкой;  $z$  — с наклоном и дефокусировкой

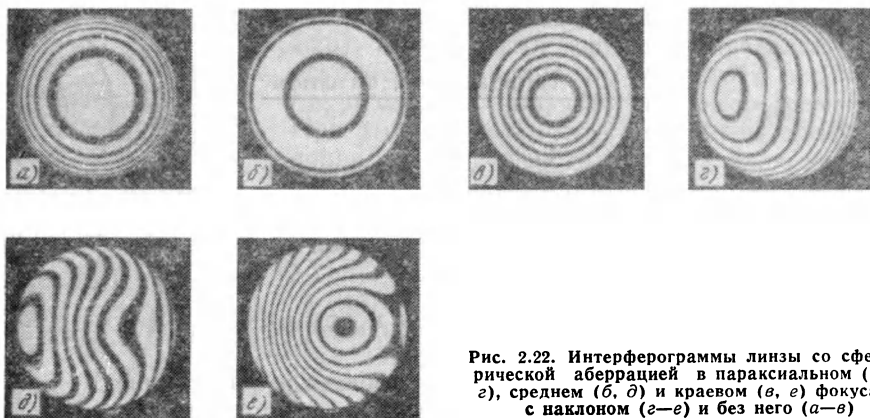


Рис. 2.22. Интерферограммы линзы со сферической aberrацией в параксиальном ( $a, z$ ), среднем ( $b, d$ ) и краевом ( $v, e$ ) фокусах с наклоном ( $z-e$ ) и без него ( $a-b$ )

ном ( $E=5$ ) и без него ( $E=F=0$ ). Картины в краевом фокусе получают из уравнения (2.36), в котором только  $A$  и  $D$  не равны нулю

$$\frac{d \text{ OPD}}{d \rho} = 4A\rho^3 + 2D\rho = 0. \quad (2.37)$$

Интерферограммы для  $D=2$ ,  $A=10$  с наклоном ( $E=5$ ) и без него ( $E=F=0$ ) показаны на рис. 2.22,  $\text{в}$  и  $\text{е}$ .

3. *Кома*. Все картины для комы были получены при  $B=5$ . Рис. 2.23 соответствует параксиальному фокусу ( $D=0$ ), а рис. 2.24 — небольшой дефокусировке ( $D=2$ ). На обоих рисунках в центральной картине наклона нет ( $E=F=0$ ), а окружающие картины характерны для других вариантов наклона ( $E=\pm 3$ ,  $F=\pm 3$ ).

4. *Астигматизм*. Все картины для астигматизма были вычислены при  $C=2$ . Если  $D=0$ , получаем фокус Пецваля. С учетом уравнения (2.29) выражение разности оптического хода при наличии астигматизма имеет вид

$$\text{OPD} = (C + D)x^2 + (3C + D)y^2. \quad (2.38)$$

Условие  $C + D = 0$  соответствует сагиттальному фокусу,  $3C + D = 0$  — тангенциальному. Средний фокус получается при  $C + D = -(3C + D)$ , т. е. при  $D = -2C$ .

На рис. 2.25 изображены картины в фокусе Пецваля с наклонами во всех направлениях ( $E=\pm 3$ ,  $F=\pm 3$ ). На рис. 2.26—2.28 показаны интерферограммы в сагиттальном, среднем (наилучшем) и тангенциальном фокусах соответственно с такими же наклонами.

5. *Комбинации aberrаций*. На рис. 2.29 представлены картины для комбинаций aberrаций: сферическая aberrация и кома (рис. 2.29,  $\text{а}$ ), сферическая aberrация и астигматизм (рис. 2.29,  $\text{б}$ ), кома и астигматизм ( $B=5$ ,  $D=2$ ) (рис. 2.29,  $\text{в}$ ) и сферическая aberrация, кома и астигматизм (рис. 2.29,  $\text{г}$ ).

Картины типичных интерферограмм представлены в работе Марешала и Дижона [32], причем их можно имитировать [39] с помощью полос равного наклона на интерферометре Майкельсона, используя разность хода, вносимую при замене зеркал плоскопараллельной пластиной и уголковыми отражателями.

Впервые этот тип интерферограмм был проанализирован Кингслейком [29]. Подсчитывая количество полос, он измерял разность оптического хода в нескольких точках на осях  $x$  и  $y$ , решал систему линейных уравнений и вычислял коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $E$ ,  $F$ . Другой метод анализа был предложен Сондерсом [45]. Он установил, что для определения любой из трех aberrаций первого порядка достаточно измерить четыре точки, выбранные так, как показано на рис. 2.30, и затем вычислить коэффициенты

$$A = [128/(81 r^4)] [P_1 - P_9 + 2(P_8 - P_7)]; \quad (2.39)$$

$$B = [2/(3 r^3)] [P_2 - P_4 + 2P_6 - 2P_5]; \quad (2.40)$$

$$C = [1/(4 r^2)] [P_2 + P_4 - P_1 - P_3], \quad (2.41)$$

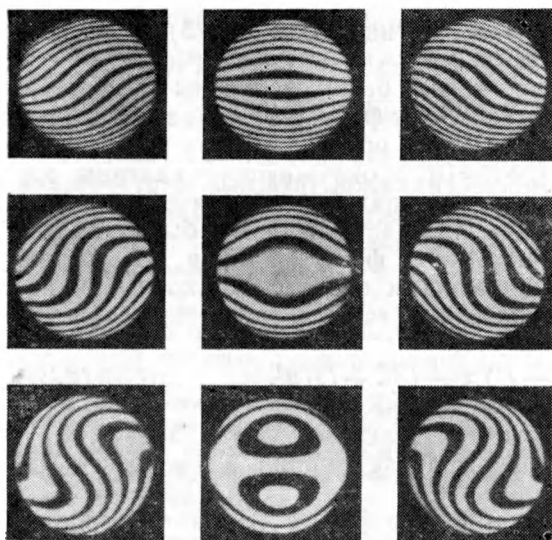


Рис. 2.23. Интерферограммы линзы с комой в параксиальном фокусе

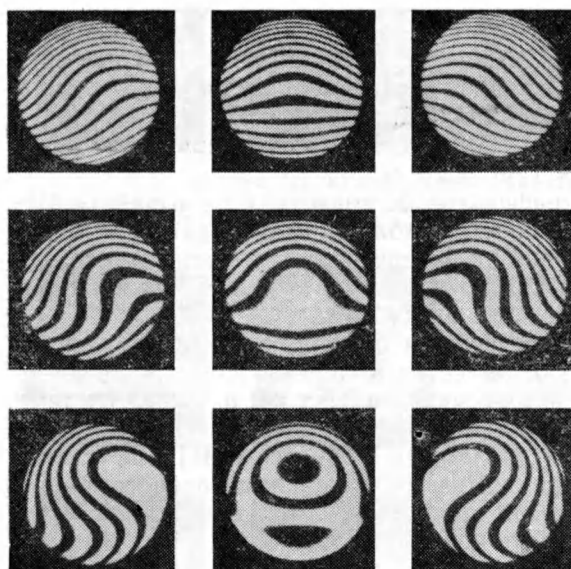


Рис. 2.24. Интерферограммы линзы с комой и небольшой расфокусировкой

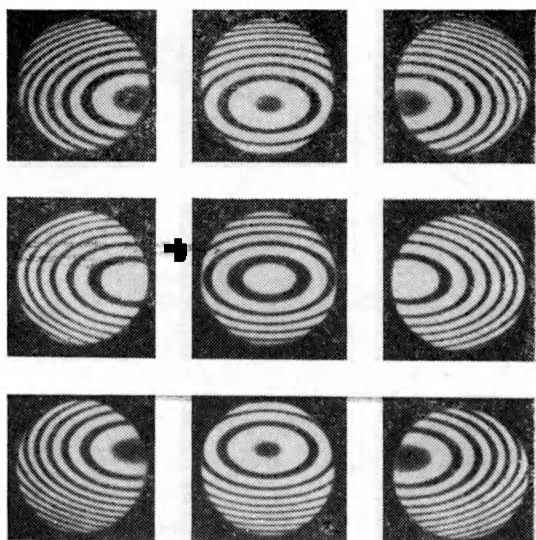


Рис. 2.25. Интерферограммы линзы с астигматизмом в фокусе Пецваля

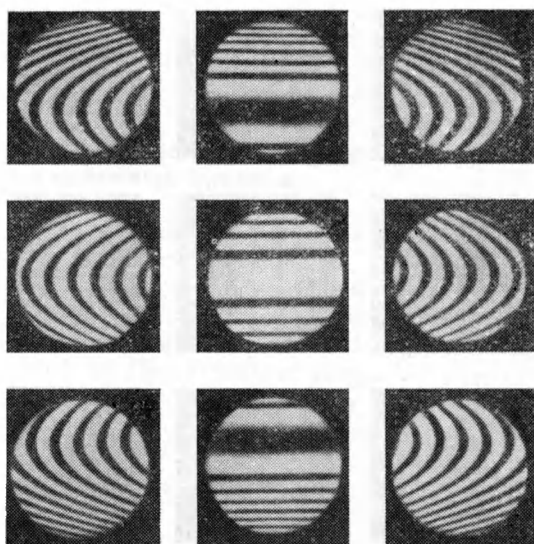


Рис. 2.26. Интерферограммы линзы с астигматизмом в сагиттальном фокусе

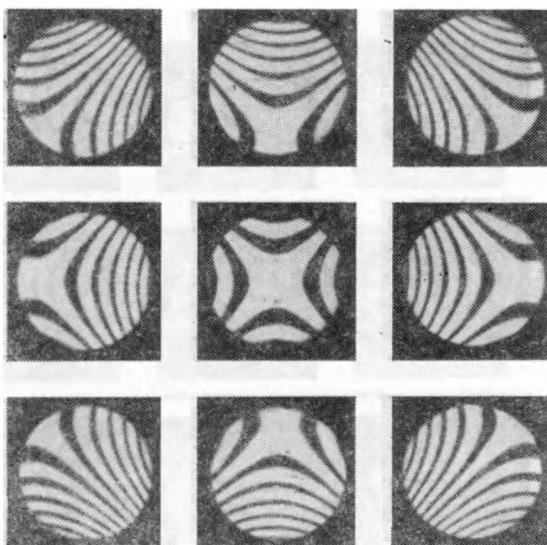


Рис. 2.27. Интерферограммы линзы с астигматизмом в плоскости наилучшего фокуса

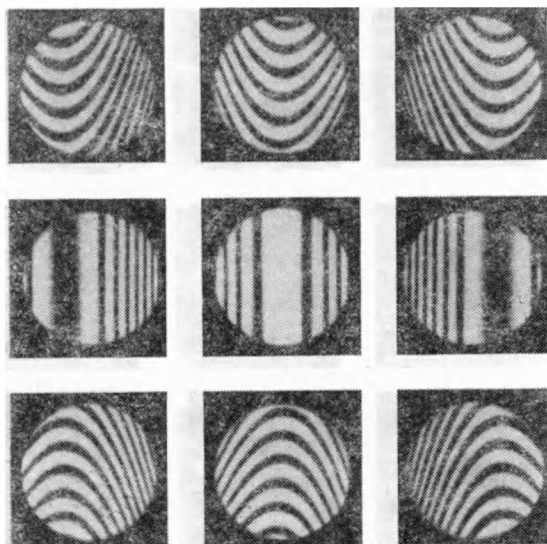


Рис. 2.28. Интерферограммы линзы с астигматизмом в тангенциальном фокусе



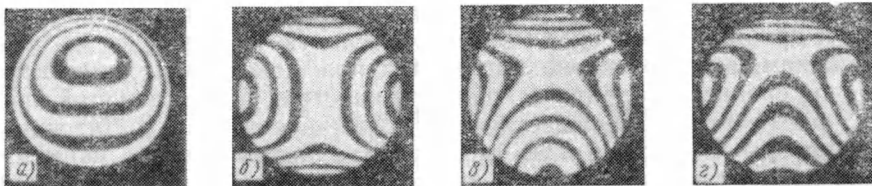


Рис. 2.29. Интерферограммы линзы с комбинацией aberrаций:

а — сферическая aberrация и кома; б — сферическая aberrация и астигматизм; в — кома и астигматизм; г — сферическая aberrация, кома и астигматизм

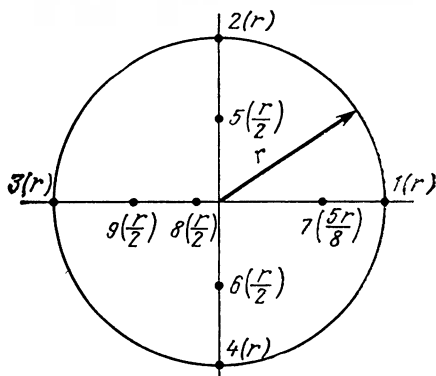


Рис. 2.30. Схема расположения опорных точек для вычисления aberrаций первого порядка [Правильно:  $8(r/8)$ ]

где  $P_i$  — порядок интерференции в точке  $i$ .

Если интерференционная картина не фотографируется, коэффициенты aberrации можно определить прямым считыванием в поиске интерференционных картин с разными фокусами и наклонами [42]. Для облегчения этой процедуры можно использовать оптические устройства, разделяющие симметричные и несимметричные aberrации волновых фронтов [23].

### 2.6.1. Анализ интерферограмм для определения формы волновых фронтов

Проблема определения формы волнового фронта по результатам анализа интерферограмм Тваймана — Грина была очень коротко рассмотрена Берггеном [6] и подробно — Риммером и др. [43]. Процедура заключается в оценке расположения полос в различных точках интерферограммы, считывании их координат  $(x, y)$  и определении порядка интерференции  $m$ . Поскольку измерения проводятся в ограниченном числе точек, результаты контроля интерполируют способом наименьших квадратов с получением функции

$$W(x, y) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n B_{nm} x^m y^{n-m} = B_{00} + B_{10} y + B_{11} x + B_{20} y^2 + B_{21} xy + B_{22} x^2 + \dots + B_{kk} x^k. \quad (2.42)$$

Преимущество этой процедуры состоит в сглаживании функции и уменьшении помех. Однако если порядок многочлена слишком вы-

сок, погрешность будет также велика. Для устранения этого Даттон и др. [16] использовали последовательную подгонку по высшим порядкам, которую проводили до тех пор, пока уменьшение остаточной средней квадратической погрешности в результате этой процедуры не станет несущественным. Можно считать достаточным порядок 6—8. Хорошо известно, что стандартный способ наименьших квадратов в применении к полиному приводит к образованию почти вырожденной матрицы. Она дает результаты с большими погрешностями, растущими с увеличением степени полинома. Если он представлен линейным сочетанием многочленов, ортогональных по отношению к результатам измерений, матрица становится диагональной. Такие многочлены получают методом Грама — Шмидта [18].

Окончательную форму волнового фронта  $W(x, y)$  удобно выражать в виде линейной комбинации полиномов Цернике (см. прил. 2). В этом случае значительно упрощается процесс устранения или добавления расфокусировки и наклонов. Используя полученные результаты, очень несложно построить картину, определяющую форму волнового фронта.

В гл. 13 подробно описано устройство интерферометра сканирования полос, который реализует другой, совершенно иной подход к определению формы волнового фронта.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adachi I., Masuda T., Nishiyama S. A Testing of Optical Materials by the Twyman Type Interferometer, Atti Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica, 16, 666 (1961).
2. Adachi I., Masuda T., Nakata T., Nishiyama S. The Testing of Optical Materials by the Twyman Type Interferometer, III, Atti Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica, 17, 319 (1962).
3. Balhorn R., Kunzmann H., Lebowsky F. Frequency Stabilization of Internal Mirror Helium-Neon Lasers. — Appl. Opt., 11, 742, (1972).
4. Batishko C. R., Shannon R. R. — Problem in Large-Path Difference Lazer Interferometry. — Appl. Opt., 11, 195 (1972).
5. Bennett S. J., Ward R. E., Wilson D. C. Comments on Frequency Stabilization of Internal Mirror He—Ne Lasers. — Appl. Opt., 12, 1406 (1973).
6. Berggren R. Analysis of Interferograms. — Opt. Spectra, 4(11), 22 (1970).
7. Briers J. D. Interferometric Testing of Optical Systems and Components: A Review. — Opt. Lazer Technol., 4, 28 (1972).
8. Bruning J. H., Herriot D. R. A Versatile Lazer Interferometer. — Appl. Opt., 9, 2180 (1970).
9. Buin A. P., Semenova M. P., Kiryukhina L. A. Inspection of the Surface Quality of Large Scale Optical Components of an Unequal Arm Interferometer. — Sov. J. Opt. Technol., 36, 720, 1969. (оригинал на русском языке: Оптико-механическая промышленность, 1969, № 10, с. 74).
10. Burch C. R. The Williams Interferometer, Monthly Not. R. Soc. 100, 488 (1940).
11. Candler C. Modern Interferometers, Hilger and Watts, London, 1951, Chaps 6, 7.
12. Collier R. T., Burkhardt C. B., Lin L. H. Optical Holography, Academic Press, New York, 1971, p. 146.
13. Connes P. Aumentation du Produit Luminosité X. Resolution des Interferometres par l'Emploie d'une Difference de Marche Independente de l'Incidence. — Rev. Opt., 35, 37 (1956).

14. **Cook A. H.** *Interference of Electromagnetic Waves*, Clarendon Press, Oxford, 1971, Chaps 2, 4.
15. **De Vany A. S.** On Using a Williams Interferometer for Making a Divider Plate. — *Appl. Opt.*, 4, 365 (1965).
16. **Dutton D., Cornejo A., Latta M.** A Semiautomatic Method for Interpreting Shearing Interferograms. — *Appl. Opt.*, 7, 125 (1968).
17. **Dyson J.** Unit Magnification Optical System without Seidel Aberrations. — *J. Opt. Soc. Am.*, 49, 713 (1959).
18. **Forsythe G. E.** Generation and Use of Orthogonal Polynomials for Data-Fitting on a Digital Computer. — *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, 5, 74 (1957).
19. **Gordon S. K., Jacobs S. F.** Modification of Inexpensive Multimode Lasers to Produce a Stabilized Single Frequency Beam. — *Appl. Opt.*, 13, 231 (1974).
20. **Grigull V., Rottenkolber H.** Two Beam Interferometer Using a Laser. — *J. Opt. Soc. Am.*, 57, 149 (1967).
21. **Guild J.** Fringe Systems in Uncompensated Interferometers. — *Proc. Phys. Soc.*, 33, 40 (1920—1921).
22. **Hansen G.** Die Sichtbarkeit der Interferenzen beim Twyman Interferometer. — *Optic*, 12, 5 (1955).
23. **Hariharan P., Sen D.** The Separation of Symmetrical and Asymmetrical Wavefront Aberrations in the Twyman Interferometer. — *Proc. Phys. Soc.*, 77, 328 (1961).
24. **Hopkins R. E.** Re-evaluation of the Problem of Optical Design. — *J. Opt. Soc. Am.*, 52, 1218 (1962).
25. **Horne D. F.** *Optical Production Technology*, Adam Hilger, London, 1972, and Crane Russak, New York, 1972, Chap. 11.
26. **Houston J. B., Jr., Buccini C. J., O'Neill P. K.** A Laser Unequal Path Interferometer for the Optical Shop. — *Appl. Opt.*, 6, 1237 (1967).
27. **Kingslake R.** The Interferometer Patterns due to the Primary Aberrations. — *Trans. Opt. Soc.*, 27, 94 (1925—1926).
28. **Kingslake R.** The Interferometer Patterns due to the Prim.
29. **Kingslake R.** The Analysis of an Interferogram. — *Trans. Opt. Soc.*, 28, 1 (1926—1927).
30. **Kocher D. G.** Twyman—Green Interferometer to Test Large Aperture Optical Systems. — *Appl. Opt.*, 11, 1872 (1972).
31. **Luneburg R. K.** *Mathematical Theory of Optics*, University of California Press, Berkeley, 1964, Appendix 2, p. 372.
32. **Morechal A., Dejonc P.** Quelques Aspects de Franges de Twyman. — *Rev. Opt. Theor. Instrum.*, 29, 430 (1950).
33. **Martin L. C., Kingslake R.** The Measurement of Chromatic Aberration on the Hilger Lens Testing Interferometer. — *Trans. Opt. Soc.*, 25, 213 (1923—1924).
34. **Masuda T., Nishiyama S., Nakata T., Adachi I.** The Testing of Optical Materials by the Twyman Type Interferometer, II, Atti Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica, 17, 197 (1962).
35. **Mertz L.** International Commission for Optics Conference, Stockholm, 1959.
36. **Michelson A. A.** On the Correction of Optical Surfaces. — *Astrophys. J.*, 47, 283 (1918).
37. **Morokuma T., Neffen K. F., Lawrence T. R., Klucher T. M.** Interference Fringes with Long Path Difference Using He—Ne Laser. — *J. Opt. Soc. Am.*, 53, 394 (1963).
38. **Munnerlyn C. K., Givens M. P., Hopkins R. E.** Interferometric Measurement of Optically Rough Surfaces. — *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-5, 359 (1969).
39. **Murty M. V. R. K.** Simulation of Primary Aberrations of Lens Using a Generalized Michelson Interferometer. — *J. Opt. Soc. Am.*, 50, 1089 (1960).
40. **Murty M. V. R. K.** Interference between Wavefronts Rotated or Reversed with Respect to Each Other and Its Relation to Spatial Coherence. — *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1187 (1964).
41. **Ostrovskaya M. A., Filimonova N. F.** Use of the Gac Laser for Interferometric Quality Control in Telescope Manufacture. — *Sov. J. Opt. Technol.*, 36, 563

- (1969). (оригинал на русском языке; Оптико-механическая промышленность, 1969, № 8, с. 46).
42. **Perry J. W.** The Determination of Aberrations as Expressed in Geometrical Optics, from the Indication of the Hilger Interferometer. — *Trans. Opt. Soc.*, 25, 97 (1923—1924).
  43. **Rinimer M. P., King D. M., Fox D. G.** Computer Program for the Analysis of Interferometric Test Data. — *Appl. Opt.*, 11, 2790 (1972).
  44. **Rogers G. I.** The Equivalent Interferometer in Holography. — *Opt. Acta*, 17, 527 (1970).
  45. **Saunders J. B.** Precision Method for Evaluating Primary Aberrations of Lenses with a Twyman Interferometer. — *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 69C, 251 (1965).
  46. **Sinclair D. C., Bell W. E.** Gas Laser Technology, Holt, Rinehart & Winston, New York, 1969, Chap. 5.
  47. **Slevog H.** Zur geometrischen Optik der Zweistrahl-Interferometer. — *Optik*, 11, 366 (1954).
  48. **Smith T.** The Theory of the Lens-Testing Interferometer. — *Trans. Opt. Soc.*, 28, 104 (1926—1927).
  49. **Steel W. H.** Adjustable Compensators for Two-Beam Interferometers — *Opt. Acta*, 9, 111 (1962).
  50. **Steel W. H.** The Compensation of a Williams Interferometer. — *Opt. Acta*, 10, 206 (1963).
  51. **Steel W. H.** Two-Beam Interferometry. — In: *Progress in Optics*, Vol. 5, E. Wolf, Ed., North-Holland, Amsterdam, 1966, Chap. 3.
  52. **Thomas D. A., Wyant J. C.** Determination of the dihedral angle errors of corner cube from its Twyman—Green interferogram. — *J. Opt. Soc. Am.* 67, 466 (1977).
  53. **Twyman F.** Correction of Optical Surfaces. — *Astrophys. J.*, 48, 256 (1918a).
  54. **Twyman F.** Interferometers for the Experimental Study of Optical Systems from the Point of View of the Wave Theory. — *Philos. Mag.*, Ser. 6, 35, 49 (1918b).
  55. **Twyman F.** British Patent (camera lens) 130224 (1919).
  56. **Twyman F.** The Testing of Microscope Objectives and Microscopes by Interferometry. *Trans. Faraday Soc.*, 16, 208 (1920).
  57. **Twyman F.** An Interferometer for Testing Camera Lenses. — *Trans. Opt. Soc.*, 22, 174 (1920—1921); *Philos. Mag.*, 42, 777 (1921).
  58. **Twyman F.** The Hilger Microscope Interferometer. — *Trans. Opt. Soc.*, 24, 189 (1922—1923).
  59. **Twyman F.** Prism and Lens Making, Hilger and Watts, London, 1957, Chaps. 11 and 12.
  60. **Twyman F., Dalladay A. J.** Variation in Refractive Index near the Surfaces of Glass Melts. — *Trans. Opt. Soc.*, 23, 131 (1921—1922).
  61. **Twyman F., Green A.** British Patent (prisms and microscopes) 103832 (1916).
  62. **U. S. Department of Defense.** Military Handbook 141 (Mil-HDBK-141), Sections 16 and 25.
  63. **Van Heel A. C. S., Simons C. A. J.** Lens and Surface Testing with Compact Interferometers. — *Appl. Opt.*, 6, 803 (1967).

# Интерферометры с совмещенными ветвями

*С. Маллик*

## 3.1. ВВЕДЕНИЕ

В интерферометрах обычного типа (Тваймана — Грина, Маха — Цендера и др.) эталонная и рабочая ветви широко разнесены друг от друга и световые лучи, идущие в них, неодинаково реагируют на вибрацию и температурные колебания. В результате, если не принять необходимых мер, интерференционная картина в плоскости наблюдения становится неустойчивой, а измерения невозможными. Особенно остро стоит эта проблема при контроле оптических систем с большой апертурой. Указанный недостаток отсутствует в интерферометрах с совмещенными рабочей и эталонной ветвями. Для них не требуется эталона тех же размеров, что и контролируемая деталь. Более того, разность оптического хода лучей в центре поля зрения таких интерферометров обычно равна нулю, что позволяет использовать источник белого света.

В некоторых конструкциях интерферометров эталонный пучок света захватывает лишь небольшую часть контролируемой поверхности и поэтому не искажается ее аберрациями. Результатом его интерференции с рабочим пучком, заполняющим всю апертуру исследуемой детали, становится полная информация о дефектах объекта контроля. Следует отметить, что в большинстве интерферометров для получения интерференции эталонный и рабочий пучки сдвигают относительно друг друга. Получаемая при этом картина имеет сложный вид, и требуются дополнительные вычисления для определения формы деформированного волнового фронта.

Разделение пучков осуществляют с помощью полупрозрачной пластины или двулучепреломляющего кристалла. Рассмотрим некоторые типы таких интерферометров.

## 3.2. ИНТЕРФЕРОМЕТР БЕРЧА С ДВУМЯ СОГЛАСОВАННЫМИ РАССЕИВАЮЩИМИ ПЛАСТИНАМИ

На рис. 3.1 изображена схема интерферометра Берча для контроля вогнутого зеркала  $M$  [1—3]. Объектив  $L$  образует на зеркале изображение  $S'$  точечного источника  $S$ . Разделение пучков осуществляется слаборассеивающей пластиной  $R_1$ , расположенной в центре  $C$  кривизны зеркала. Две идентичных рассеивающих пластины  $R_1$  и  $R_2$  могут быть получены, например, фотографированием спекл-картины или изготовлением реплик с тонкошлифованной поверхности [11]. Зеркало  $M$  формирует изображение  $R_1$  на соответствующем образном расположенной пластине  $R_2$ . Полупрозрачная пластина  $B$  направляет лучи, отраженные от зеркала  $M$ , на  $R_2$ .

Часть света, падающего на пластину  $R_1$ , проходит через нее не рассеиваясь, и попадает в точку  $S'$ . Поскольку этот пучок падает на зеркало  $M$  лишь в пределах малой площадки вокруг  $S'$ , он не подвергается воздействию дефектов поверхности и может использоваться в качестве эталонного. Другая часть падающего света рас-

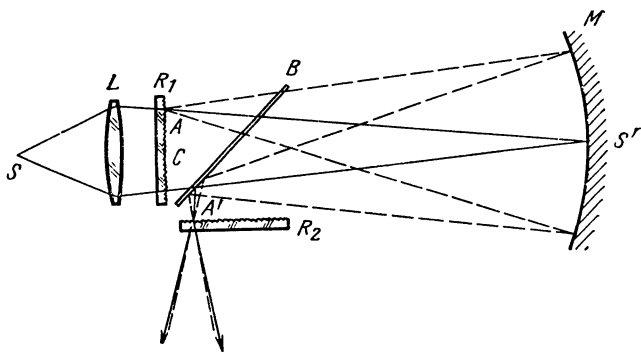


Рис. 3.1. Интерферометр Берча с рассеивающими пластинами для контроля вогнутого зеркала

сеивается на пластине  $R_1$  и заполняет всю апертуру зеркала  $M$ , выявляя его дефекты и выполняя функции рабочего пучка.

Проследим путь лучей, падающих в точку  $A$  на рассеивающей пластине  $R_1$ . Проходящий прямо луч (сплошная линия на рис. 3.1) распространяется по пути  $AS'A'$  и встречает в точке  $A'$  рассеивающий центр, идентичный центру в точке  $A$ . Здесь он рассеивается и образует конус лучей. Лучи рассеиваются в точке  $A$  (штриховая линия), заполняют зеркало  $M$ , попадают в точку  $A'$  и проходят через пластину  $R_2$  без рассеивания. Таким образом, мы имеем два взаимно когерентных пучка лучей, исходящих из пластины  $R_2$ . Один из них напрямую проходит через пластину  $R_1$  и рассеивается на пластине  $R_2$ , другой рассеивается на пластине  $R_1$  и пропускается пластиной  $R_2$ . Наблюдатель, глядя на зеркало через пластину  $R_2$ , увидит образованную лучами интерференционную картину. Если зеркало не имеет дефектов в области  $S'$ , интерференционная картина дает подробную информацию о его аберрациях, как и при использовании любого интерферометра с разделенными ветвями.

Для регистрации интерференционной картины за пластиной  $R_2$  помещают фотообъектив, создающий изображение поверхности зеркала на фотопленке. Каждая точка пленки получает свет от точки  $S'$  и от сопряженной точки поверхности зеркала. Интенсивность света на пленке в этом случае дает информацию об аберрации зеркала в сопряженной точке.

Лучи, напрямую прошедшие через пластины  $R_1$  и  $R_2$ , образуют яркое пятно, расположенное в точке  $S'$  и достаточно трудное для визуального наблюдения. Свет, рассеянный на пластинах  $R_1$  и  $R_2$ , создает слабый фон и уменьшает контрастность интерференционных полос. Размеры источника  $S$  должны быть такими, чтобы его изображение располагалось в пределах интерференционной полосы. Если полосы в какой-то области зеркала имеют достаточную ширину (это означает, что данный участок поверхности свободен от погрешности), изображение  $S'$  источника должно располагаться именно здесь.

Небольшое смещение одной из рассеивающих пластин в собственной плоскости относительно изображения другой приводит к по-

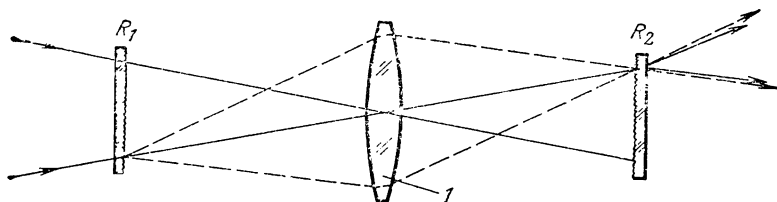


Рис. 3.2. Принцип использования интерферометра Берча для исследования линз:  
I — контролируемая линза

явлению ряда параллельных интерференционных полос, прямолинейность которых нарушается при наличии дефектов у зеркала.

Скотт [25] использовал такой интерферометр для исследования 91,5-сантиметрового параболоида с  $f/4$  и 35-сантиметрового вторичного зеркала телескопа системы Грегори. В указанной статье им описаны результаты исследований и проведенные модификации оригинальной конструкции Берча.

На рис. 3.2 показана принципиальная схема контроля собирающей линзы.

Интерферометр Берча весьма чувствителен к вибрациям в виде наклонов вокруг нормали к линии зрения или смещений, перпендикулярных к ней. Для устранения этого недостатка Шумахер и Мерти [26] модифицировали его, заменив вторую рассеивающую пластину плоским зеркалом так, чтобы изображение первой рассеивающей пластины совмещалось с ней самой. Такое устройство обеспечивает удвоенную чувствительность определения aberrаций четных порядков, но не может обнаружить нечетные aberrации. Очевидным преимуществом интерферометра является необходимость изготовления только одной рассеивающей пластины.

Другая модификация интерферометра, осуществленная Мерти [16] заключается в замене обеих рассеивающих пластин двумя небольшими зональными пластинами Френеля.

### 3.3. ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩИЙ СВЕТОДЕЛИТЕЛЬ

Существует важная разновидность интерферометров, в которых в качестве светоделителя использован двулучепреломляющий кристалл. Приборы такого типа называются поляризационными интерферометрами [9]. Рассмотрим в этом разделе три основных типа таких светоделителей.

#### 3.3.1. Полярископ Савара

Полярископ Савара состоит из двух одинаковых одноосных кристаллических пластин с оптической осью, расположенной под углом  $45^\circ$  к нормали (рис. 3.3). Главные сечения (плоскость, образованная оптической осью и нормалью к пластине) обеих пластин пересекаются друг с другом. Оптическая ось первой пластины лежит в плоскости рисунка, а второй — образует с ней угол  $45^\circ$ . Дву-

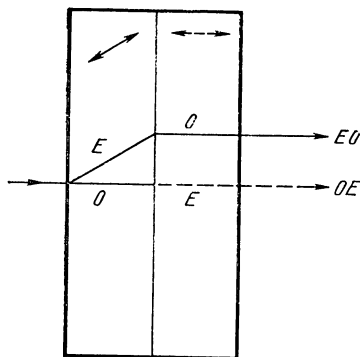


Рис. 3.3. Разделение лучей в поляризископе Савара, изготовленном из положительного кристалла (например, кварца)

сторонняя штриховая стрелка соответствует проекции оптической оси на эту плоскость. Падающий луч разделяется первой пластиной на два луча — обыкновенный  $O$  и необыкновенный  $E$ . Так как пластины повернуты на  $90^\circ$  относительно друг друга, обыкновенный луч первой пластины становится необыкновенным для второй, и наоборот. Луч  $OE$  не лежит в плоскости рисунка, хотя он и выходит параллельно лучу  $EO$ . Штриховая линия представляет собой проекцию его пути на эту плоскость. Боковые смещения между двумя лучами, каждый из которых образован одной из двух пластин, равны и направлены перпендикулярно. Общее смещение между лучами  $EO$  и  $OE$ , выходящими из поляризископа Савара толщиной  $2t$ , определяется выражением

$$d = \sqrt{2} \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_e^2 + n_o^2} t, \quad (3.1)$$

где  $n_o$  и  $n_e$  — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей. Поляризископ толщиной 1 см обеспечивает боковое смещение 80 мкм и 1,5 мм, если он изготовлен из кварца и из кальцита соответственно. Если падающий луч на рис. 3.3 отклоняется от нормали к пластине, два выходящих луча остаются параллельными первоначальному направлению и их взаимное смещение практически не изменяется.

Вышедшие параллельные лучи интерферируют в дальней зоне (или в задней фокальной плоскости собирающей линзы). Получаемая интерференционная картина подобна той, которая возникает в эксперименте Янга с двумя взаимно когерентными источниками, разнесенными на расстояние  $d$ . Для малых углов падения интерференционные полосы представляют собой равноотстоящие прямые линии, перпендикулярные к направлению смещения (распространения). Угловое расстояние между ними определяется как

$$\text{угловое расстояние} = \lambda/d. \quad (3.2)$$

Интерференционные полосы нулевого порядка соответствуют нормальному падению и лежат в центре поля зрения. При использовании поляризископа Савара толщиной 1 см и линзы с фокусным расстоянием 10 см расстояние между интерференционными полосами в желтом свете соответствует 2 мм для кварца и 0,1 мм для кальцита.

Лучи  $OE$  и  $EO$ , вышедшие из поляризископа Савара, поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Для получения интерференции их сводят в одну плоскость с помощью линейного



поляризатора, ось пропускания которого составляет угол  $45^\circ$  с перпендикулярными колебаниями. Такого поляризатора, однако, недостаточно, чтобы интерференция имела место. Известно, что естественный свет эквивалентен двум некогерентным компонентам с равными амплитудами, колеблющимся во взаимно перпендикулярных направлениях. Поэтому обыкновенный и необыкновенный лучи, образованные кристаллом, не имеют постоянной разности фаз. Для обеспечения взаимной когерентности лучей поляризатор помещают на пути падающего луча так, чтобы только один компонент естественного света попадал в кристалл. При этом ось пропускания поляризатора повернута на  $45^\circ$  к главной оси кристалла.

### 3.3.2. Призма Волластона

Призма Волластона (рис. 3.4) состоит из двух одинаковых клиньев, соединенных вместе так, чтобы образовать плоскопараллельную пластину. Оптические оси обоих клиньев параллельны внешним плоскостям и взаимно перпендикулярны. Призма Волластона расщепляет падающий луч на два, распространяющихся в различных направлениях. Боковое смещение лучей изменяется в зависимости от расстояния до призмы Волластона. Угол расхождения лучей  $\alpha$  определяется выражением

$$\alpha = 2(n_e - n_o) \operatorname{tg} \theta, \quad (3.3)$$

где  $\theta$  — угол клина. В большинстве практических случаев считается, что  $\alpha$  не зависит от угла падения. При  $\theta = 5^\circ$  угол расхождения лучей составляет  $6'$  для призмы Волластона из кварца и  $2^\circ$  — для призмы из кальцита.

Разность оптического хода лучей  $OE$  и  $EO$ , проходящих на расстоянии  $x$  от оси  $y-y'$  призмы Волластона, определяется (рис. 3.5) как

$$\Delta = 2(n_e - n_o) x \operatorname{tg} \theta = \alpha x, \quad (3.4)$$

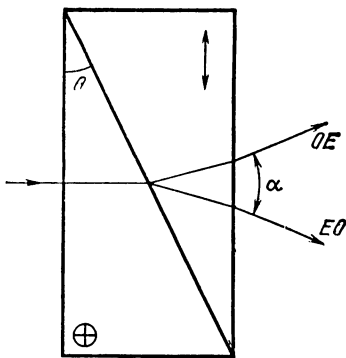


Рис. 3.4. Разделение лучей в призме Волластона, изготовленной из положительного кристалла

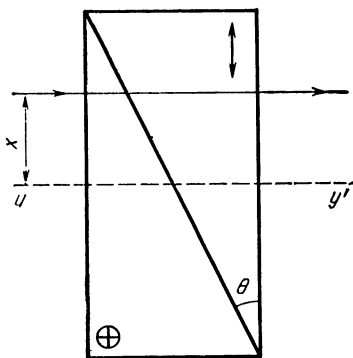


Рис. 3.5. Разность хода в призме Волластона между двумя разделенными лучами прямо пропорциональна  $x$

т. е. она равна нулю вдоль оси  $y-y'$  и линейно возрастает с увеличением  $x$ . Если призму Волластона расположить между двумя соответствующим образом ориентированными поляризаторами, в ней можно наблюдать систему прямых интерференционных полос, параллельных краям клиньев и перпендикулярных к плоскости рисунка. Так как разность оптического хода вдоль оси равна нулю, полосы видны в белом свете и расстояние между ними

$$x_0 = \lambda / [2(n_e - n_o) \operatorname{tg} \theta]. \quad (3.5)$$

При  $\theta = 5^\circ$ ,  $\lambda = 0,55$  мкм,  $(n_e - n_o) = 9 \cdot 10^{-3}$  (кварц) наблюдаются приблизительно три полосы на ширине 1 мм. Если угол  $\theta$  мал (равен нескольким минутам), полосы расположены далеко друг от друга, и призма Волластона может быть использована в качестве компенсатора. В таком применении она известна как компенсатор Бабине.

Соотношение (3.4) справедливо для нормального падения лучей (небольшое угловое расхождение лучей не учитывают при вычислении  $\Delta$ ). Для неперпендикулярного падения к правой части уравнения (3.4) добавляют член, пропорциональный квадрату угла падения. Однако он очень мал, и, например, для кварцевой призмы толщиной 10 мм и угла падения меньше  $10^\circ$  им можно пренебречь. В некоторых вариантах призмы Волластона может быть допущен значительно больший угол падения.

### 3.3.3. Двухфокусные системы

В качестве светоделиителя может быть использована линза, изготовленная из двулучепреломляющего кристалла. Параллельный пучок света, падающий на такую линзу, разделяется на обыкновенный и необыкновенный лучи, фокусирующиеся в двух смещенных вдоль оси точках  $F_o$  и  $F_e$  (рис. 3.6), в отличие от полярископа Савара и призмы Волластона, где смещение перпендикулярно к направлению падения луча. В настоящее время существуют различные типы сложных линз, используемых для решения конкретных задач.

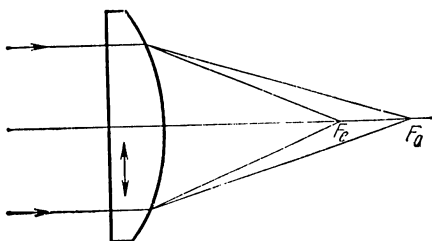


Рис. 3.6. Двулучепреломляющая линза, изготовленная из положительного кристалла и разделяющая падающий пучок света на обыкновенный и необыкновенный лучи, которые фокусируются в двух различных точках на ее оси

## 3.4. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ БОКОВОГО СДВИГА

### 3.4.1. Применение полярископа Савара

Интерферометры бокового сдвига, оснащенные двулучепреломляющими светоделителями, широко применяют для исследования aberrаций оптических систем. Рассмотрим устройство Франсона и Иодери [8], в котором полярископ Савара используется для получения бокового сдвига aberrированного волнового фронта (рис. 3.7). Исследуемая линза (или зеркало)  $L$  формирует изображение  $S'$  точечного источника  $S$ . Расстояние от линзы  $L$  до источника определяется условиями проведения контроля. Линза  $L_1$  коллимирует свет, вышедший из  $S'$ , и через полярископ Савара  $Q$  проходит пучок параллельных лучей. Два линейных поляризатора, не изображенные на рисунке, располагаются до и после полярископа. Линзы  $L_1$  и  $L_2$  образуют микроскоп небольшого увеличения, сфокусированный на контролируемой детали  $L$ . Если она не имеет погрешностей, волновой фронт  $\Sigma$  будет плоским, а обыкновенный и необыкновенный фронты, вышедшие из полярископа Савара, характеризуются постоянной разностью хода между ними. Глаз наблюдателя, находящийся в фокальной плоскости  $L_2$ , увидит один цвет (или одинаковую интенсивность в случае монохроматического света) по всему полю зрения. При наличии aberrаций фронт  $\Sigma$  будет деформирован и окраска поля зрения станет неодинаковой. Если погрешности детали значительны, видна система интерференционных полос. Характер и величина aberrаций могут быть определены по наблюдаемому изменению цвета или интенсивности.

Дальние интерференционные полосы в полярископе Савара  $Q$  фактически расположены в плоскости изображения  $S'$  источника, размеры которого должны быть такими, чтобы  $S'$  занимало небольшую часть ( $\sim 1/5$ ) ширины полосы.

Цвет или интенсивность фона могут быть изменены путем наклона полярископа относительно оси, параллельной полосам. Если

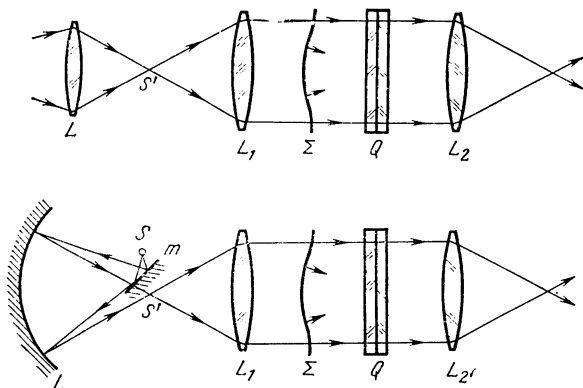


Рис. 3.7. Интерференционное устройство с использованием полярископа Савара  $Q$  для исследования оптической системы  $L$

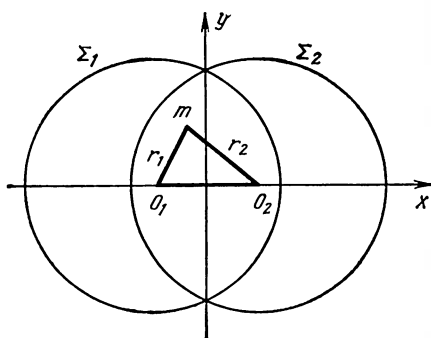


Рис. 3.8. Проекция двух сдвинутых волновых фронтов на плоскость, перпендикулярную к оптической оси системы

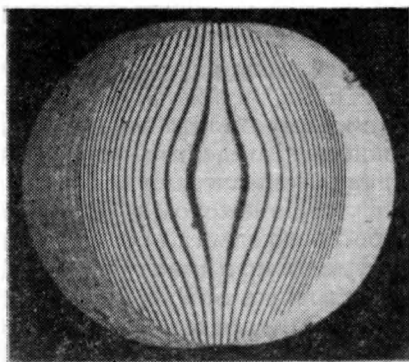


Рис. 3.9. Интерферограмма бокового сдвига для фронта волны, искаженного сферической aberrацией третьего порядка

полярископ перпендикулярен к оптической оси и свет падает на него нормально, полосы нулевого порядка совпадают с изображением  $S'$  источника на темном фоне (случай скрещенных поляризаторов). Наклоняя полярископ Савара, можно совместить  $S'$  с полосой любого цвета, который затем появится и на фоне. Вместо создания однородного основного цвета по всему полю зрения, можно получить систему прямолинейных интерференционных полос, сформированных в области, где фронт волны отклоняется от идеальной формы. Такие полосы можно локализовать в плоскости, сопряженной с исследуемой линзой, помещая дополнительный полярископ Савара справа от  $L_2$ .

Чтобы проиллюстрировать сущность метода, рассмотрим вид поля зрения для случая сферической aberrации первого порядка на фоне равномерной интенсивности. Расстояние  $z$  вдоль оптической оси на высоте  $h$  от нее между aberrированным фронтом  $\Sigma$  и идеальным фронтом, соответствующим гауссовой точке изображения, определяется как

$$z = ah^4, \quad (3.6)$$

где  $a$  — константа, зависящая от величины aberrации.

Для определения картины в поле зрения вычислим разность хода между смещенными фронтами волн  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$ , полученными с помощью полярископа Савара. На рис. 3.8 они изображены в виде проекций на плоскость, перпендикулярную к оптической оси системы (плоскость идеального волнового фронта). Координаты системы выбираем так, чтобы ось  $x$  проходила через центры фронтов  $O_1$  и  $O_2$ , а ось  $y$  — посередине между ними. Рассмотрим точку  $m(x, y)$ , лежащую на идеальном плоском волновом фронте на расстоянии  $z_1$  от aberrированного фронта  $\Sigma_1$ , где

$$z_1 = ar^4. \quad (3.7)$$

Аналогично расстояние  $z_2$  от  $m$  до  $\Sigma_2$  определяем как

$$z_2 = ar_2^4. \quad (3.8)$$

Расстояние между фронтами волн  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$

$$z_1 - z_2 = a(r_1^4 - r_2^4) = 4ad(x^2 + y^2 + d^2/4), \quad (3.9)$$

где  $d$  — сдвиг между фронтами  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$ .

Линии одинаковой разности хода  $z_1 - z_2$  представлены на рис. 3.9. Форма полос для других видов aberrации может быть получена аналогичным способом. При малой aberrации в поле зрения будут наблюдаться не полосы, а слабые изменения интенсивности света.

Полный анализ интерферограммы бокового сдвига может быть проведен с помощью математического аппарата, предложенного Сондерсом [21, 22, см. также гл. 4]. Его метод позволяет получать значения отклонений исследуемого волнового фронта от сферы ближайшего радиуса, выбираемой так, чтобы результатами стали отклонения от наиболее полно прилегающей поверхности.

### 3.4.2. Применение призмы Волластона

В устройстве, изображенном на рис. 3.7, вместо полярископа Савара можно применять призму Волластона, помещенную в плоскости изображения  $S'$  источника. Смещая призму перпендикулярно к оптической оси, можно изменить интенсивность фона; при смещении параллельно оси получаем систему прямолинейных интерференционных полос.

Источник света при этом должен быть достаточно мал; его можно значительно увеличить, модифицировав устройство так, чтобы свет проходил через призму Волластона дважды (рис. 3.10). Изображение источника  $S$  локализуется на призме Волластона в точке  $S'$  вблизи центра кривизны исследуемого зеркала  $M$ . Линза  $L$  формирует его изображение на экране  $M'$ . Как правило, в систему

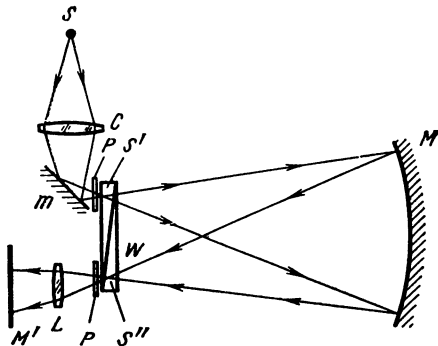


Рис. 3.10. Компенсированный интерферометр с двойным прохождением лучей для исследования зеркала  $M$

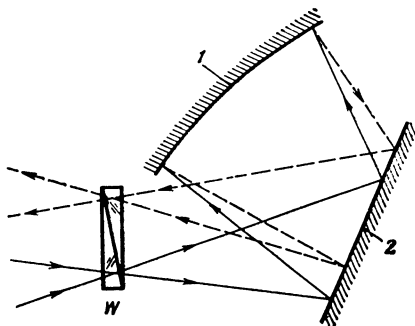


Рис. 3.11. Установка для контроля плоской поверхности:  
1 — эталонная сфера; 2 — контролируемая плоскость

вводятся два поляризатора  $P$ , расположенные так, как показано на рисунке. Если измерения предполагается проводить при параллельно расположенных поляризаторах, достаточно ввести один поляризатор, перекрывающий всю апертуру призмы  $W$ , помещая его между  $W$  и линзой  $L$ . Если  $S'$  и  $S''$  расположены симметрично относительно центральной полосы призмы Волластона, разность хода между интерферирующими лучами равна нулю, и фон будет равномерно освещенным — темным или светлым — при использовании соответственно скрещенных или параллельных поляризаторов. Интенсивность фона может быть изменена перемещением призмы  $W$  в направлении, перпендикулярном к интерференционным полосам. При ее смещении из центра кривизны зеркала  $M$  вдоль оси интерферометра на экране  $M'$  появляется система прямых полос.

Филбер и Гарисон [17, 18] использовали такой интерферометр для контроля однородности оптического стекла (стеклянную пластину при этом устанавливают вплотную к зеркалу  $M$ ) и исследования сферических, параболических и плоских зеркал в процессе их изготовления. Для контроля параболической поверхности призму Волластона помещают в ее фокус, а для отражения параллельного пучка света, выходящего из параболоида, используют вспомогательное плоское зеркало. Плоские поверхности исследуют с помощью устройства, изображенного на рис. 3.11. На заключительной стадии изготовления деталей отклонения поверхности от идеальной формы очень малы, и поэтому интерферограмма обнаруживает лишь незначительные изменения интенсивности. В этом случае картина в поле зрения подобна той, которая наблюдается при использовании метода ножа Фуко.

Чтобы уменьшить чувствительность системы к вибрациям, Дайсон [6] поместил вблизи призмы Волластона небольшое плоское зеркало для формирования отраженного изображения. При этом вместо большой призмы используется маленькая, так как ее половина заменена зеркалом.

### 3.5. ДВУХФОКУСНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

Дайсон [4, 5, 7] разработал интерферометр для контроля оптических элементов, применив в качестве светоделителя двулучепреломляющую линзу  $L_1$  с двойным фокусированием лучей (рис. 3.12).

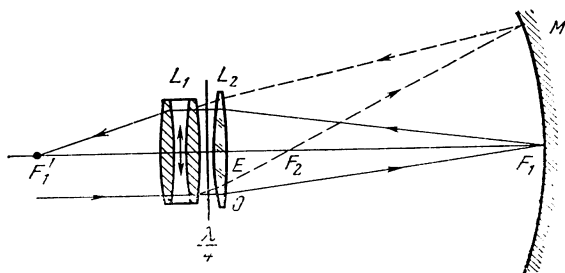


Рис. 3.12. Интерферометр Дайсона с двойным фокусом

Она представляет собой симметричный триплет с центральной двояковогнутой линзой из кальцита, оптическая ось которого лежит в плоскости линзы. Триплет рассчитан так, что имеет нулевую силу для обыкновенных лучей и фокусное расстояние в несколько сантиметров для необыкновенных. Как и в случае интерферометра Берча (см. п. 3.2), прибор Дайсона дает полную информацию о деформациях волнового фронта, поскольку часть падающего света фокусируется в малой области апертуры исследуемой системы и служит в качестве опорного пучка.

На рис. 3.12 изображена схема контроля вогнутого зеркала  $M$ , центр которого совпадает с центром триплета  $L_1$ . Линза  $L_2$  расположена справа от триплета так, что ее фокус  $F_1$  находится на поверхности зеркала. Между линзами  $L_1$  и  $L_2$  помещена четвертьволновая пластина с главными осями, направленными под углом  $45^\circ$  к оптической оси кальцитовый линзы. Линза  $L_1$  разделяет падающий на нее коллимированный, линейно поляризованный свет на обыкновенный и необыкновенный лучи. Луч  $O$ , не отклоненный триплетом, фокусируется линзой  $L_2$  в точку  $F_1$  и здесь образует изображение источника света. В обратном ходе луч  $O$  коллимируется линзой  $L_2$ , а так как плоскость его колебаний повернута на  $90^\circ$  из-за двойного прохождения через четвертьволновую пластину, он фокусируется линзой  $L_1$  в точку  $F_1'$ .

При первом прохождении необыкновенный луч  $E$  преломляется обеими линзами ( $L_1$  и  $L_2$ ) и попадает в их эквивалентный фокус  $F_2$ , а затем расширяется и заполняет всю апертуру зеркала  $M$ . Благодаря симметричности установки луч  $E$ , отразившись от зеркала  $M$ , пересекает ось в фокусе  $F_1'$ . Слева от линзы  $L_1$  помещают полупрозрачную поверхность, чтобы источник или система наблюдения могли располагаться вне оси интерферометра.

Исследователь, наблюдающий свет в фокусе  $F_1'$ , увидит однородное круглое световое пятно (опорное поле), размер которого определяется угловой апертурой линзы  $L_1$ , и освещенную апертуру зеркала  $M$  (исследуемое поле). Эти поля (при наличии анализатора, ориентирующего колебания  $O$  и  $E$  параллельно друг другу) интерферируют и, если нет aberrаций, дают результирующее поле равной интенсивности. Если теперь слегка сместить триплет  $L_1$  в боковом направлении так, чтобы его центр не совпадал больше с центром кривизны зеркала, в поле зрения будут наблюдаться прямолинейные интерференционные полосы. При аксиальном смещении триплета они трансформируются в кольца. Если зеркало имеет aberrации, и полосы, и кольца искажаются. Погрешности поверхности при этом определяются так же, как и в интерферометрах с раздельным ходом лучей.

Интерферометр Дайсона удобен для контроля систем с автоколлимационным ходом луча. Неавтоколлимационные системы могут быть преобразованы к нужному виду путем введения одной или нескольких вспомогательных деталей. Для контроля линз, например, используются схемы, приведенные на рис. 3.13. По схеме рис. 3.13, *а* линзы исследуют на бесконечном сопряжении, а по схе-

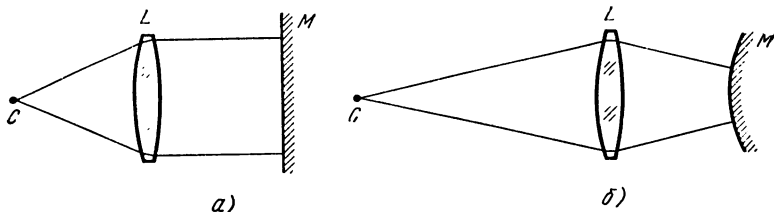


Рис. 3.13. Реализация автоколлимационной схемы контроля линзы  $L$  введением вспомогательного зеркала  $M$

ме рис. 3.13, б — на конечном. Фокус  $C$  при этом должен совпадать с центром триплета. Следует отметить, что исследуемая система контролируется здесь в условиях, не отвечающих ее правильному функционированию, так как исследуемый луч в обратном ходе не возвращается по своему первоначальному пути. Устройство дает сумму aberrаций для двух фокусных положений по одному на каждой стороне от правильного положения, но результирующая погрешность в большинстве случаев очень мала. Из-за наличия у триплета собственных aberrаций на интерферометре такого типа можно исследовать только оптические системы с небольшой (например,  $f/5$ ) апертурой.

### 3.6. ИНТЕРФЕРОМЕТР С ПРИЗМОЙ СОНДЕРСА

Сондерс [23, 24] описал интерферометр бокового сдвига, светоделительное устройство в котором образовано двумя прямоугольными призмами, соединенными гипотенузными плоскостями. Одна из плоскостей полупрозрачная (рис. 3.14), тогда как поверхности  $B$  и  $B'$  зеркальные. Для образования в центре поля зрения интерференционной полосы нулевого порядка, расстояние от центра светоделительной поверхности до плоскостей  $B$  и  $B'$  делают одинаковым. Если призмы идентичны, лучи, выходящие из грани  $A'$ , взаимно параллельны. Угловой сдвиг между лучами может быть создан поворотом одной из призм относительно другой вокруг оси, перпендикулярной к полупрозрачной поверхности. Направление сдвига

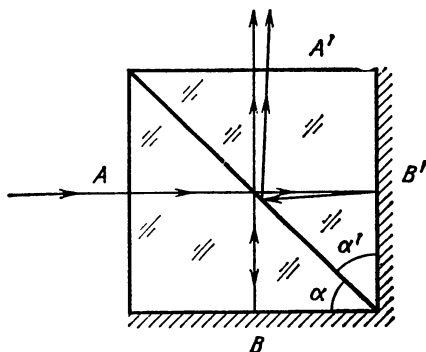


Рис. 3.14. Светоделитель Сондерса

при этом приблизительно параллельно верхним ребрам призм. Сдвиг может быть также образован за счет небольшой разности между углами  $\alpha$  и  $\alpha'$  обеих призм. Это происходит, когда призмы изготовляют по отдельности, а не путем разрезания одной большой детали. Угловой сдвиг в этом случае равен  $2(\alpha - \alpha')$ , а его направление перпендикулярно к вершинам углов.

На рис. 3.15 изображено устройство для исследования линз на



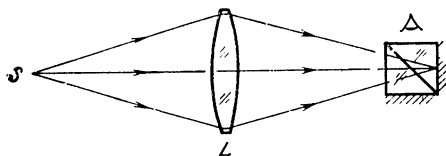


Рис. 3.15. Интерферометр бокового сдвига со светоделителем Сондерса

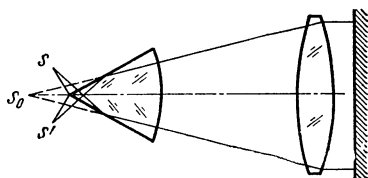


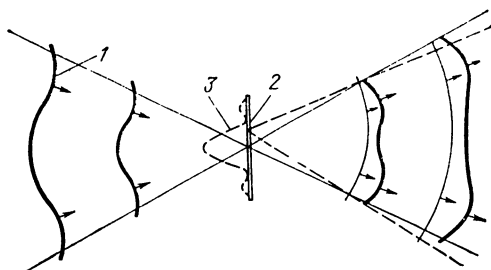
Рис. 3.16. Интерферометр Сондерса с обращением фронта волны

конечном сопряжении. Призму устанавливают так, чтобы ее задняя поверхность располагалась вблизи плоскости изображения и параллельно ей, а главный луч света проходил вблизи центра призмы. Такая юстировка позволяет получить видимые интерференционные полосы. Ширина полосы значительно увеличивается, если изображение источника лежит на задней грани призмы и уменьшается при смещении детали вдоль главного луча. Боковым смещением призмы параллельно плоскости изображения и направлению сдвига любая полоса может быть перемещена в произвольно выбранную точку интерференционной картины. Призму Сондерса юстируют подобно юстировке призмы Волластона. Для получения высококонтрастных полос размер источника в направлении сдвига должен быть небольшим. Рекомендуемые размеры сторон светоделительного кубика 10—15 мм.

Сондерс [20] также исследовал интерферометр с обращением фронта волны, снабженный модифицированной призмой двойного изображения Кестерса. На рис. 3.16 приведена схема устройства для исследования линз с сопряжением на бесконечности. Основание разделяющей призмы имеет сферическую форму, центр кривизны  $S_0$  которой совпадает с точкой, где будет исследоваться линза. Глаз наблюдателя должен находиться в точке  $S'$  изображения источника  $S$ . В устройстве часть фронта волны, лежащая ниже светоделительной плоскости призмы, после вторичного прохождения через призму накладывается на свою верхнюю часть. Если делительная плоскость проходит точно через центр линзы, aberrации четных порядков исключаются. Сондерсом разработано несколько вариантов интерферометра для определения aberrаций разных типов.

### 3.7. ИНТЕРФЕРОМЕТР С ДИФРАКЦИЕЙ НА ТОЧКЕ

Среди приборов с совмещенным ходом лучей значительный интерес представляет так называемый интерферометр с дифракцией на точке, предложенный Смартom и Стронгом [28] и усовершенствованный Смартom и Стилom [27]. Принцип его работы схематически показан на рис. 3.17. Исследуемую волну фокусируют для получения чаще всего aberrированного изображения точечного источника. В плоскости изображения помещают поглощающую пленку, содержащую точечную диафрагму или непрозрачный диск для образования дифракции света и сферического опорного фронта волны.



**Рис. 3.17. Принципиальная схема интерферометра с дифракцией на точке:**

1 — контролируемый волновой фронт; 2 — точечная диафрагма; 3 — аберрированное изображение

Для получения интерферограммы хорошего контраста волна, прошедшая через пленку, и дифрагированная сферическая волна должны иметь одинаковую амплитуду. Это обеспечивается прозрачностью фильтра и размерами диафрагмы или диска. Амплитуда сферической волны зависит также от количества света в изображении, падающего на диафрагму или диск, а также от их положения. Сمارт и Стил [27] предложил использовать фильтры с коэффициентами пропускания 0,005—0,05. Оптимальный размер диафрагмы или диска приближается к дифракционному кружку Эйри, образованному первичной волной, свободной от аберраций.

Наклон и сдвиг фокуса опорной волны могут быть получены смещением дифракционной точки в поперечном или продольном направлении соответственно. Интерферометр с дифракцией на точке и источником белого света успешно используют для контроля астрономических телескопов.

### 3.8. ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ

#### 3.8.1. Метод сканирования

Интерферометры с совмещенным ходом лучей, особенно поляризационные, можно использовать для измерения передаточной функции оптических систем, получаемой при преобразовании Фурье-функции рассеяния — распределения освещенности в плоскости изображения точечного источника. Сказанное справедливо и тогда, когда точечный источник заменяют некогерентным линейным при условии, что он наблюдается под различными углами. Оптическая передаточная функция (ОПФ)  $H(N)$  есть комплексная функция пространственной частоты  $N$  и может быть выражена в виде

$$H(N) = T(N) \exp [j \theta(N)], \quad (30.1)$$

где  $T(N)$  — отношение контрастов изображения и объекта — синусоидальной решетки с частотой  $N$ ;  $\theta(N)$  — боковой сдвиг реального изображения относительно идеального (образуемого системой без аберраций и дифракции света).

На практике объект всегда представляет собой не линию, а щель конечной ширины; следовательно, его изображение есть результат операции свертки щелевой функции и функции рассеяния оптической системы. Обозначая Фурье-преобразования функций объекта

и изображения через  $O(N)$  и  $I(N)$  соответственно, получим соотношение

$$I(N) = O(N) H(N). \quad (3.11)$$

Если Фурье-преобразование объекта известно, ОПФ может быть определена по результатам измерения Фурье-преобразования изображения. Для определения  $I(N)$  необходимо измерить с помощью узкой щели распределение интенсивности в изображении и численно подсчитать его Фурье-преобразование. Более прямым методом является сканирование изображения при помощи синусоидальной или несинусоидальной решетки. Если коэффициент ее пропускания определяется выражением  $0,5(1 + \cos 2\pi N x)$ , то поток света, проходящего через решетку (отбрасываем коэффициент 0,5),

$$\Phi(x_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} i(x) [1 + \cos 2\pi N(x_0 - x)] dx, \quad (3.12)$$

где  $i(x)$  — распределение освещенности в изображении;  $x_0$  — отступление линии максимального пропускания от начала функции изображения. Уравнение (3.12) может быть переписано в виде

$$\begin{aligned} \Phi(x_0) &= \int_{-\infty}^{+\infty} i(x) dn + \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} i(x) \exp [j 2\pi N(x_0 - x)] dx \right\} = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} i(x) dx + \operatorname{Re} [\exp (j 2\pi N x_0) I(N)] = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} i(x) dx + \operatorname{Re} [\exp (j 2\pi N x_0) T'(N) \exp [\theta'(N)]] = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} i(x) dx + T'(N) \cos [2\pi N x_0 + \theta'(N)], \end{aligned} \quad (3.13)$$

где

$$T'(N) = T(N) |O(N)|; \quad \theta'(N) = \theta(N) + \arg O(N). \quad (3.14)$$

Из уравнения (3.13) следует, что при сканировании изображения с помощью решетки выходной сигнал модулируется с амплитудой  $T'(N)$ . Фаза  $\theta'(N)$  определяется путем сравнения фаз выходного и опорного сигналов.

Мурата [15] разработал и описал различные типы сканирующих экранов, имеющих синусоидальную и несинусоидальную функции пропускания. В качестве сканирующего экрана можно использовать двулучевые интерференционные полосы. Лохман [13] предложил применять для измерения ОПФ на определенной частоте поляризационный интерферометр. С его помощью можно легко получать интерференционные полосы с переменной частотой [9, гл. 3], используемые для оценки всей кривой ОПФ [14, 19]. На рис. 3.18 представле-

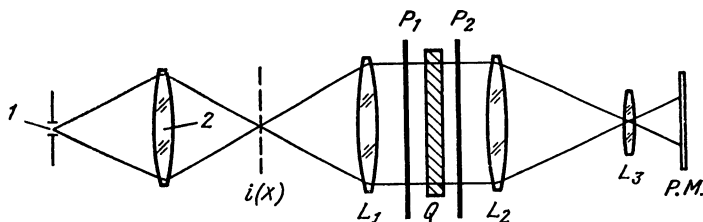


Рис. 3.18. Экспериментальная установка для измерения ФПК методом сканирования. Исследуемая система образует изображение щели, сканируемое синусоидальными интерференционными полосами различной частоты:

1 — щель; 2 — контролируемая линза

на схема экспериментальной установки, где  $Q$  — двулучепреломляющая система, образующая полосы переменной частоты в дальней зоне; фактически они расположены в плоскости изображения. Четвертьволновая пластина с главными осями, расположенными под углом  $45^\circ$  к осям системы  $Q$  и вращающегося поляризатора  $P_2$ , создает эффект непрерывного бокового смещения полос. Если частота вращения поляризатора  $f$ , то выходной сигнал будет иметь частоту  $2f$ . Опорный сигнал образуется лучом линейно поляризованного света, прошедшего через вращающийся поляризатор  $P_2$ . Ноль опорного сигнала соответствует положению вращающегося поляризатора, при котором центр светлой полосы попадает на начало функции изображения.

В описанном эксперименте функции щели и синусоидальных интерференционных полос взаимозаменяемы. В этом случае исследуемая оптическая система образует изображение интерференционной картины, а щель используется для его сканирования. Стил [29] использовал для измерения ОПФ расположение элементов, приведенное на рис. 3.19. Его преимущество заключается в том, что вторая щель и фотоумножитель используются для контроля интерференци-

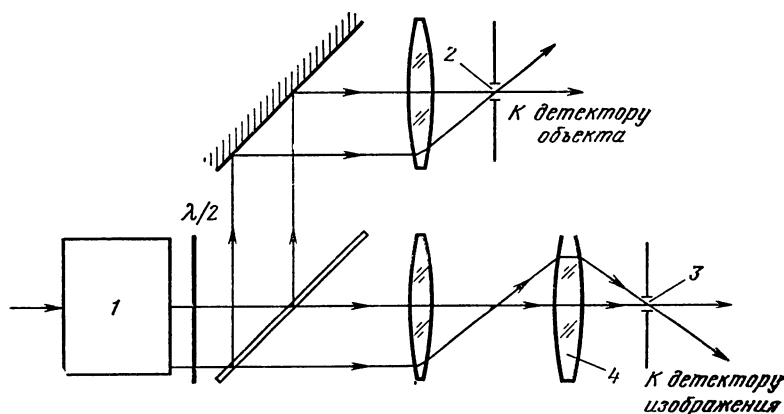


Рис. 3.19. Схема формирования исследуемой детали изображения системы синусоидальных полос переменной частоты, которое сканируется щелью [30]:

1 — интерферометр сдвига; 2, 3 — щель; 4 — контролируемая линза

онных полос объекта и, следовательно, для измерения разности фаз сигналов объекта и изображения. Отношение модуляций двух сигналов и разность фаз между ними определяют соответственно модуль и фазу оптической передаточной функции.

### 3.8.2. Автокорреляционный метод

Передаточную функцию оптической системы определяем автокорреляцией функции  $f(x, y)$  в зрачке

$$H(S) = \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f\left(x + \frac{S}{2}, y\right) f^*\left(x - \frac{S}{2}, y\right) dx dy, \quad (3.15)$$

где

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |f(x, y)|^2 dx dy \quad (3.16)$$

есть нормированный коэффициент, а  $S$  — сдвиг выходного зрачка, выраженный в долях его радиуса; он связан с пространственной частотой  $N$  выражением

$$S = [\lambda / (n \sin \alpha)] N, \quad (3.17)$$

где  $n \sin \alpha$  — числовая апертура оптической системы. Переменные  $x$  и  $y$  равны соответствующим прямоугольным координатам, деленным на радиус выходного зрачка. Интеграл в уравнении (3.15) вычисляется, если известны аберрации оптической системы. Интегрирование может быть проведено экспериментально с помощью интерферометра сдвига [10]. Оптическая система, передаточная функция которой должна быть измерена, образует изображение узкой некогерентно освещенной щели. Это изображение формируется в бесконечности либо самой исследуемой линзой, либо вспомогательным, хорошо откорректированным объективом, коллимирующим свет, выходящий из исследуемой линзы. Плоский волновой фронт, падающий на интерферометр сдвига, разделяется на два с относительным боковым сдвигом  $S$  и разностью фаз  $\varphi$  между ними. Они интерферируют в плоскости, сопряженной с выходным зрачком, образуя картину с общим потоком

$$\begin{aligned} \Phi(\varphi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| f\left(x + \frac{S}{2}, y\right) + f\left(x - \frac{S}{2}, y\right) \exp(j\varphi) \right|^2 dx dy = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| f\left(x + \frac{S}{2}, y\right) \right|^2 dx dy + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| f\left(x - \frac{S}{2}, y\right) \right|^2 dx dy + \\ &+ 2\operatorname{Re} \left[ \exp(-j\varphi) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f\left(x + \frac{S}{2}, y\right) f^*\left(x - \frac{S}{2}, y\right) dx dy \right]. \quad (3.18) \end{aligned}$$

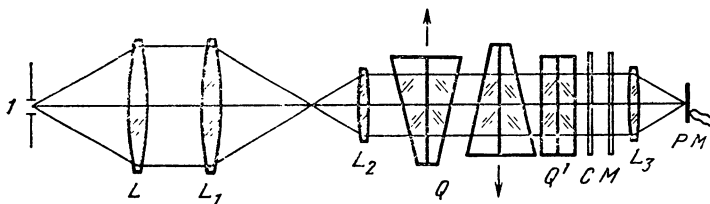


Рис. 3.20. Экспериментальная установка для измерения ОПФ автокорреляционным методом:  $I$  — щель

Каждый из первых двух членов правой части уравнения (3.18) равен  $A$  из (3.16), а интеграл в третьем члене —  $AN(S)$ . Выражая  $N(S)$  через  $T(S)\exp[j\theta(S)]$ , можно записать уравнение (3.18) в виде

$$\Phi(\varphi) = 2A \{1 + T(S) \cos[\theta(S) - \varphi]\}. \quad (3.15)$$

Если  $\varphi$  изменяется линейно во времени, выходной поток модулируется, причем амплитуда и фаза модуляции определяют соответственно модуль и аргумент функции передачи на частоте  $S$ .

Для измерения ОПФ этим методом были разработаны различные типы интерферометров сдвига. В системе Цуруты [31] применен полярископ Савара для смещения выходного зрачка (рис. 3.20). Перед фокальной плоскостью исследуемой линзы  $L$  располагают узкую щель. Модифицированный полярископ  $Q$  с переменной толщиной дает переменный сдвиг выходного зрачка линзы  $L$ . Дополнительный полярископ Савара  $Q'$ , повернутый на  $180^\circ$  относительно полярископа  $Q$ , позволяет получить нулевой сдвиг выходного зрачка при измерении ОПФ на нулевой частоте. Если полярископ  $Q'$  ориентирован параллельно полярископу  $Q$ , их сдвиги суммируются. Для изменения  $\varphi$  используют компенсатор Солейля  $C$ . Афокальная система линз  $L_1$  и  $L_2$  сужает параллельный пучок, выходящий из исследуемой линзы  $L$ ; ее выходной зрачок совпадает с матовой пластиной  $M$ , на которой образована интерферограмма. Линза  $L_3$  собирает свет на фотоумножителе  $PM$ . Для измерений при больших пространственных частотах (т. е. при больших сдвигах выходного зрачка) используют узкую щель, ширина которой должна быть такой, чтобы две точки выходного зрачка, находящиеся на расстоянии, равном сдвигу, имели высокую степень когерентности. В эксперименте Цуруты она равнялась 2 мкм. Поскольку разность пути, образованная поляриiscopом Савара, равна нулю для нормального падения пучка, использование света с высокой временной когерентностью не требуется. Цурута, в частности, применял вольфрамовые лампы с интерференционными фильтрами, имеющими ширину полосы 10 нм (100 Å).

Устройство, изображенное на рис. 3.20, подобно интерферометру, показанному на рис. 3.7, и может использоваться для измерения aberrаций линзы  $L$ . Распределение интенсивности на матовой пластине представляет собой интерферограмму бокового сдвига волнового фронта, выходящего из линзы  $L$ .

Автокорреляционный метод может рассматриваться как аналог метода сканирования. В экспериментальной установке (см. рис. 3.20) изображение светящейся щели, образованное исследуемой линзой, и интерференционные полосы полярископа Савара лежат в одной плоскости на бесконечности. Изменение  $\varphi$  с помощью компенсатора дает эффект смещения системы интерференционных полос относительно изображения щели. Следовательно, если поток измеряется в фокальной плоскости хорошо скорректированной линзы, расположенной после компенсатора, как показано на рис. 3.20, получаем методом сканирования ОПФ линзы  $L$ , и, таким образом, эти два метода эквивалентны. Различие заключается лишь в том, что автокорреляционный метод предполагает измерение потока в плоскости, сопряженной с выходным зрачком исследуемой линзы, а сканирования — в плоскости, сопряженной со светящейся щелью.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Burch J. M.** Scatter Fringes of Equal Thickness.— *Nature*, 171, 889 (1953).
2. **Burch J. M.** Scatter-Fringe Interferometry.— *J. Opt. Soc. Am.*, 52, 600, (1962).
3. **Burch J. M.** Interferometry with Scattered Light.— In: *Optical Instruments and Techniques*, J. Home Dickson, Ed., Oriel Press, England, 1969, p. 213.
4. **Dyson J.** Common-Path Interferometer for Testing Purposes.— *J. Opt. Soc. Am.*, 47, 386 (1957a).
5. **Dyson J.** Interferometers.— In: *Concepts of Classical Optics* by John Strong, W. H. Freeman, San Francisco, 1957b, Appendix B, p. 377.
6. **Dyson J.** Very Stable Common-Path Interferometers and Applications.— *J. Opt. Soc. Am.*, 53, 690 (1963).
7. **Dyson J.** Interferometers as a Measuring Tool, Machinery Publishing Co., Brighton (1970).
8. **Françon M., Jordery M.** Application des Interférences par Double Réfraction à l'Etude des Aberrations.— *Rev. Opt.* 32, 601 (1953).
9. **Françon M., Mallick S.** Polarization Interferometers, John Wiley, New York (1971).
10. **Hopkins H. H.** Interferometric Methods for the Study of Diffraction Images.— *Opt. Acta*, 2, 23 (1955).
11. **Houston J. B., Jr.** How to Make and Use a Scatterplate Interferometer.— *Opt. Spectra*, 4 (6), 32 (1970).
12. **Linnik W.** Simple Interferometer to Test Optical Systems, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S.* 1, 208 (1933). Abstract in *Z. Instrumentenk.* 54, 463, 1934. (оригинал на русском языке: Доклады АН СССР, 1933, 1, 208).
13. **Lohmann A.** Zur Messung des Optischen Übertragungsfaktors.— *Optik*, 14, 510 (1957).
14. **Mallick S.** Measurement of Optical Transfer Function with Polarization Interferometer.— *Opt. Acta*, 13, 247 (1966).
15. **Murata K.** Instruments for the Measuring of Optical Transfer Functions.— In: *Progress in Optics*, Vol. 5, E. Wolf, Ed., North-Holland, Amsterdam, 1966, p. 201.
16. **Murty M. V. R. K.** Common Path Interferometer Using Fresnel Zone Plates.— *J. Opt. Soc. Am.*, 53, 568 (1963).
17. **Philbert M.** Applications Métrologiques de la Strioscopie Interférentielles.— *Rev. Opt.*, 37, 598 (1958).
18. **Philbert M., Caryson M.** Realisation et Contrôle par Strioscopie Interférentielle de Miroirs Plans, Sphériques et Paraboliques.— In: *Optical Instruments and Techniques*, K. J. Habell, Ed., Chapman and Hall, London, 1961, p. 352.

19. **Prat R.** Spectrométrie des Fréquences Spatiales et Cohérence.— *Opt. Acta*, 13, 73 (1966).
20. **Saunders J. B.** The Kösters Double-Image Prism.— In: *Concepts of Classical Optics* by John Strong, W. H. Freeman, San Francisco, 1957, Appendix C, p. 393.
21. **Saunders J. B.** Measurement of Wavefronts without a Reference Standard. I. The Wavefront-Shearing Interferometer.— *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 65B, 239 (1961).
22. **Saunders J. B.** Measurement of Wavefronts without a Reference Standard. II: The Wavefront-Reversing Interferometer.— *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 66B, 29 (1962).
23. **Saunders J. B.** A Simple, Inexpensive Wavefront Shearing Interferometer.— *Appl. Opt.*, 6, 1581 (1967).
24. **Saunders J. B.** A Simple Interferometric Method for Workshop Testing of Optics.— *Appl. Opt.*, 9, 1623 (1970).
25. **Scott R. M.** Scatter Plate Interferometry.— *Appl. Opt.*, 8, 531, (1969).
26. **Shoemaker A. H., Murty M. V. R. K.** Some Further Aspects of Scatter-Fringe Interferometry.— *Appl. Opt.*, 5, 603 (1966).
27. **Smartt R. N., Steel W. H.** Theory and Application of Point-Diffraction Interferometers. Proceedings of the ICO Conference on Optical Methods in Scientific and Industrial Measurements, Tokyo, 1974.— *Jap. J. Appl. Phys.*, 14, Suppl. 1, 351 (1975).
28. **Smartt R. N., Strong J.** Point-Diffraction Interferometer (abstract only).— *J. Opt. Soc. Am.*, 62, 737 (1972).
29. **Steel W. H.** A Polarization Interferometer for the Measurement of Transfer Functions.— *Opt. Acta*, 11, 9 (1964).
30. **Steel W. H.** *Interferometry*, Cambridge University Press, London, 1967, p. 250.
31. **Tsuruta T.** Measurement of Transfer Functions of Photographic Objectives by Means of a Polarizing Shearing Interferometer.— *J. Opt. Soc. Am.*, 53, 1156 (1963).



# Интерферометры бокового сдвига

М. В. Р. К. Мерт

## 4.1. ВВЕДЕНИЕ

Интерферометрия бокового сдвига, являясь важной областью общей интерферометрии, широко применяется при исследовании оптических деталей и систем, при изучении потоков и явлений диффузии в газах и жидкостях. Основным принципом этой интерферометрии заключается в небольшом смещении деформирован-

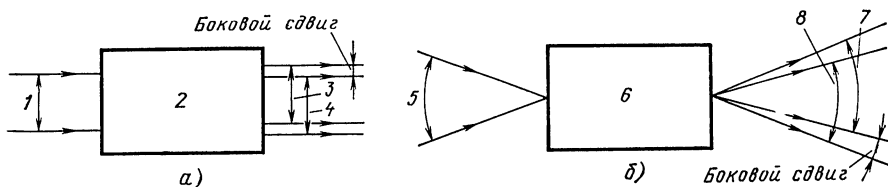


Рис. 4.1. Схематическое изображение интерферометрии бокового сдвига с коллимированным (а) и сходящимся (б) ходами лучей:

1, 3, 5, 7 — исходный волновой фронт; 2 — интерферометр бокового сдвига с параллельным ходом лучей; 4, 8 — волновой фронт с боковым сдвигом; 6 — интерферометр бокового сдвига со сходящимся ходом лучей

ного фронта волны и получении интерференционной картины между ним и исходным волновым фронтом (рис. 4.1). Если волновой фронт близок к плоскому, боковой сдвиг достигается его смещением в собственной плоскости; если он почти сферический — смещением фронта относительно собственного исходного положения при вращении вокруг оси, проходящей через центр его кривизны.

Существуют различные устройства для получения бокового сдвига. В этой главе описаны системы, использующие светоделительные устройства, которые делят амплитуду падающего фронта волны, но не изменяют его форму. Это означает, что в качестве таких устройств следует применять плоскопараллельные пластины с полупрозрачными светоделительными покрытиями. Изложенный ниже материал позволяет утверждать, что при наличии необходимых деталей интерферометр бокового сдвига легко создать в любой лаборатории или оптическом цехе. Важным моментом при конструировании интерферометров бокового сдвига является характер источников света, которые можно разделить на две категории: а) лазерные источники типа гелий-неонового лазера с длиной волны 633 нм (6328Å) и высокой степенью пространственной и временной когерентности излучения; б) источники типа газоразрядных ламп, обладающие достаточной временной и низкой пространственной когерентностями.

## 4.2. ВОПРОСЫ, СВЯЗАННЫЕ СО СВОЙСТВАМИ КОГЕРЕНТНОСТИ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

На рис. 4.2 схематически изображено устройство интерферометра бокового сдвига почти плоского волнового фронта, образованного коллимирующей линзой. Пусть ширина фронта волны равна  $d$ ,

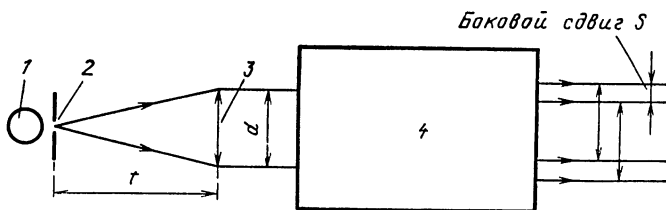


Рис. 4.2. Схематическое изображение параметров для выбора размера точечного отверстия в интерферометре бокового сдвига:

1 — источник света; 2 — точечная диафрагма; 3 — коллимирующая линза; 4 — интерферометр бокового сдвига

величина бокового сдвига  $S$ , а фокусное расстояние коллимирующей линзы  $f$ . Тогда в поперечном сечении волнового фронта при условии, что размер источника равен ширине центрального дифракционного максимума — диска Эйри, — соответствующей апертуре коллимирующей линзы, имеет место полная пространственная когерентность. Таким образом, размер точечной диафрагмы, используемой для получения пространственной когерентности, должен быть равен  $(\lambda/d)f$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения. Однако, поскольку боковой сдвиг равен  $S$ , пространственная когерентность должна быть достаточно большой, чтобы между участками фронта, расстояние между которыми равно  $S < d$ , возникла интерференция. Поэтому размер источника выбирают равным  $(\lambda/d)f(d/S) = (\lambda/S)f$  или кратным дифракционно ограниченному размеру точечного отверстия.

Предположим, например, что мы используем в качестве источника света ртутную разрядную лампу с выделением зеленой (546 нм, или 5461 Å) линии спектра. Если при этом применяется коллимирующая линза с апертурой, равной 5, то для отношения  $S/d = 0,1$  точечное отверстие должно быть  $\sim 25$  мкм. С его помощью можно получить лишь слабую по интенсивности интерференционную картину, если только не будет применен мощный источник света. Желательно использовать, например, ртутную дуговую лампу высокого давления, однако, из-за ее низкой (даже после выделения требуемой спектральной линии) временной когерентности, возникает необходимость компенсации разности оптических путей в устройстве. Иногда это называют компенсацией белого света, и, если используется полихроматическое излучение, в получаемой интерферограмме бокового сдвига наблюдаются ахроматическая центральная и боковые окрашенные полосы.

До того, как стали широко применять газовые лазеры, все интерферометры бокового сдвига разрабатывались с компенсацией белого света. В настоящее время с внедрением лазерных источников света стало возможным создание некомпенсированных интерферометров бокового сдвига, в которых длины хода лучей двух интерферирующих пучков не одинаковы. Наиболее подходящим для этих целей источником света зарекомендовал себя гелий-неоновый лазер с длиной волны излучения 633 нм (6328 Å). Если интерферо-

метр бокового сдвига с компенсацией белого света всегда можно использовать в сочетании с лазером, лазерный интерферометр бокового сдвига, имеющий обычно различную длину оптического хода лучей, не позволяет получить видимую или пригодную для регистрации интерференционную картину с источниками света меньшей когерентности.

### 4.3. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ БОКОВОГО СДВИГА

На рис. 4.3 показаны исходный фронт волны и его аналог с боковым сдвигом. Будем считать исходный фронт почти плоским, с небольшими отклонениями  $W(x, y)$  (где  $x, y$  — координаты произвольной точки  $P$ ) от плоскости. При смещении фронта на величину  $S$  в направлении  $x$  его погрешность в точке  $P$  составит  $W(x-S, y)$ , а результирующая разность хода  $\Delta W$  для двух фронтов определится как  $[W(x, y) - W(x-S, y)]$ . Именно величина  $\Delta W$  и определяется в интерферометрии бокового сдвига, причем при  $S=0$  в любой точке волнового фронта отсутствует разность хода лучей и, следовательно, невозможно оценить погрешность какой бы большой она ни была. Разность хода в различных точках волнового фронта можно получить из простого соотношения

$$\Delta W = n\lambda, \quad (4.1)$$

где  $n$  — порядок интерференционной полосы;  $\lambda$  — используемая длина волны света. Интересно отметить, что при малых значениях  $S$  уравнение (4.1) можно записать в виде

$$\left( \frac{\partial W}{\partial x} \right) S = n\lambda, \quad (4.2)$$

следовательно, интерферометр бокового сдвига дает информацию об аберрации  $(\partial W / \partial x)$  луча в угловых единицах. Уравнение становится более точным при  $S \rightarrow 0$ , однако одновременно снижается и чувствительность, поэтому, исходя из требуемой в каждом конкретном случае точности, необходимо находить оптимальное значение  $S$ .

Рассмотрим теперь некоторые частные случаи.

**Дефокусировка.** Погрешность волнового фронта при наличии дефокусировки можно представить в виде уравнения

$$W(x, y) = D(x^2 + y^2). \quad (4.3)$$

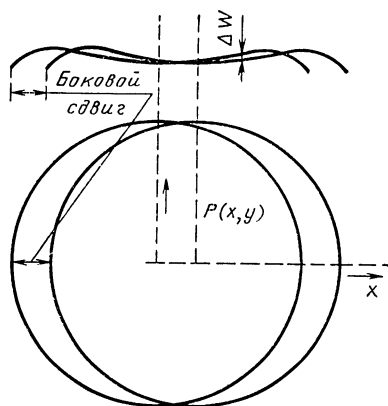


Рис. 4.3. Схематическое изображение (в плане и боковой проекции) исходного и сдвинутого волновых фронтов с круглой апертурой. Интерференционные полосы бокового сдвига возникают в их общей перекрывающейся области

В данном случае вместо идеально плоского волнового фронта на выходе оптической системы, имеющей незначительную дефокусировку, возникает сферический фронт с большим радиусом кривизны; при этом

$$\Delta W = 2DxS = n\lambda. \quad (4.4)$$

Уравнение (4.4) описывает систему равноудаленных прямолинейных полос, перпендикулярных к оси  $x$  (направлению сдвига) и возникающих в области пересечения двух волновых фронтов (рис. 4.4, *a*). При отсутствии дефокусировки ( $D=0$ ) поле зрения свободно от полос и имеет равномерную интенсивность.

**Наклон.** При боковом сдвиге волнового фронта обычно считают, что новый фронт не наклонен относительно первоначального. В некоторых устройствах, однако, можно получить определенную величину взаимного наклона двух фронтов, обычно в направлении, перпендикулярном к направлению бокового сдвига. Разность оптического хода лучей, возникающая при этом, может быть представлена линейной функцией координаты  $y$

$$\Delta W = Ey = n\lambda, \quad (4.5)$$

где  $E$  — угол наклона между первоначальным и смещенным фронтами, а линия их пересечения параллельна оси  $x$ . Если одновременно присутствуют расфокусировка и наклон фронтов, величину  $\Delta W$  можно записать как

$$\Delta W = 2DxS + Ey = n\lambda. \quad (4.6)$$

Это уравнение описывает систему прямых полос, параллельных осям  $x$  и  $y$  только в том случае, если  $D$  или  $E$  равно нулю.

Важно отметить различие ситуаций, описываемых уравнениями (4.4) и (4.6). При  $D=0$  мы имеем в первом случае однородное, свободное от полос поле, а во втором — систему прямых полос, параллельных оси  $x$ . В результате при прохождении через фокальную область оптической системы, сколлимированной относительно точечного источника света, в интерферометре бокового сдвига без накло-

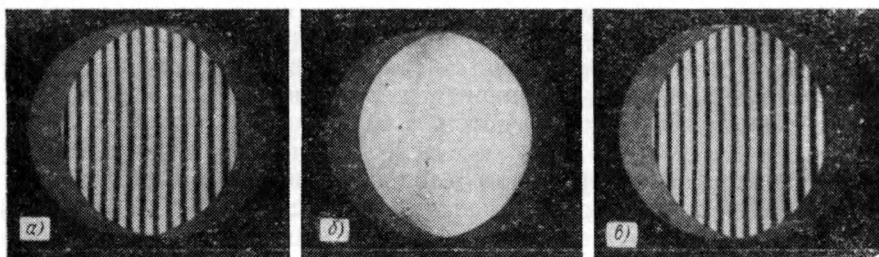


Рис. 4.4. Интерферограммы бокового сдвига для анаберрационного волнового фронта в момент прохождения через фокальную область:

*a* — предфокальная; *б* — в фокусе; *в* — зафокальная

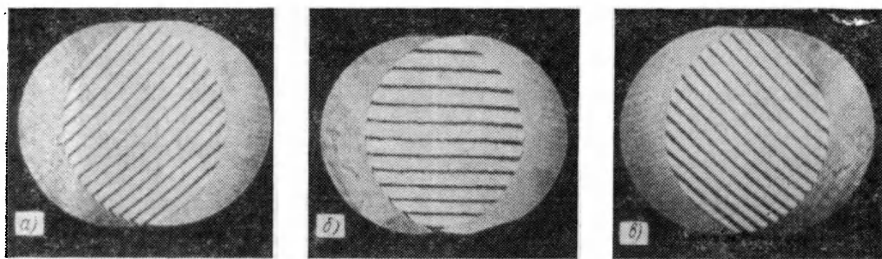


Рис. 4.5. Интерферограммы бокового сдвига анаберрационного волнового фронта при прохождении через фокальную область. Присутствует небольшой наклон, перпендикулярный к направлению сдвига. В фокусе (б) полосы параллельны направлению сдвига, в предфокальной (а) и зафокальной (в) областях они наклонены

на и с наклоном возникают интерферограммы, представленные соответственно на рис. 4.4 и 4.5. Очевидно, что во втором случае можно обнаружить незначительную дефокусировку системы и, следовательно, наличие в интерферометре бокового сдвига дополнительного наклона фронтов является несомненным преимуществом прибора.

#### 4.3.1. Боковой сдвиг и аберрации первого порядка

**Сферическая аберрация первого порядка.** Погрешность волнового фронта при наличии сферической аберрации первого порядка можно представить в виде

$$W(x, y) = A(x^2 + y^2)^2. \quad (4.7)$$

Возникающую при этом интерферограмму сдвига определяем уравнением

$$\Delta W = 4A(x^2 + y^2)xS = n\lambda, \quad (4.8)$$

в котором отсутствует член, представляющий дефокусировку. Уравнение (4.9) описывает систему полос, возникающих при наличии дефокусировки

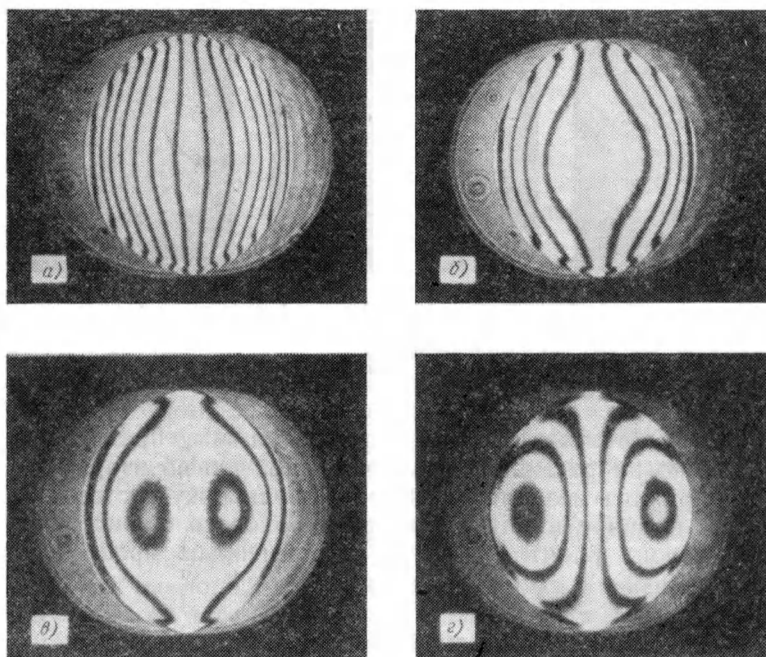
$$\Delta W = [4A(x^2 + y^2)x + 2Dx]S = n\lambda. \quad (4.9)$$

Выражения (4.8) и (4.9) и определяемые ими полосы являются кубическими. На рис. 4.6 представлены примеры фокальных интерферограмм бокового сдвига при наличии сферической аберрации первого порядка. Если к рассмотренным факторам добавляется наклон фронтов, уравнение полос принимает вид

$$\Delta W = [4A(x^2 + y^2)x + 2Dx]S + Ey = n\lambda. \quad (4.10)$$

Для малой сферической аберрации первого порядка и в отсутствие дефокусировки его можно упростить

$$\Delta W = 4Ax^3S + Ey = 0. \quad (4.11)$$



**Рис. 4.6.** Типичные интерферограммы бокового сдвига при наличии сферической аберрации первого порядка и различной величине дефокусировки:  
*а* — предфокальная; *б* — в фокусе; *в, г* — зафокальная

Для центральной полосы, близкой к оси  $x$ , уравнение дает характерную  $\sim$ -образную кривую, позволяющую обнаружить даже незначительную величину сферической аберрации (рис. 4.7).

**Кома первого порядка.** Погрешность волнового фронта в этом случае может быть выражена как

$$W(x, y) = By(x^2 + y^2). \quad (4.12)$$

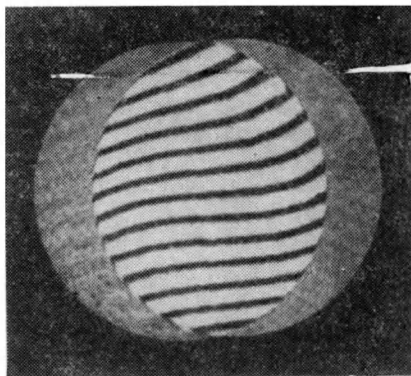
Вследствие несимметричной природы аберрации форма интерференционных полос бокового сдвига будет различной при смещении фронтов вдоль оси  $x$ ,  $y$  или в любом другом направлении.

В случае сдвига вдоль оси  $x$  уравнение, описывающее форму полос, имеет вид

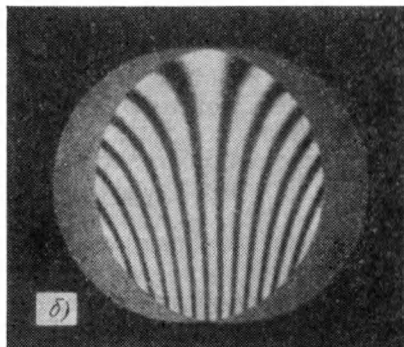
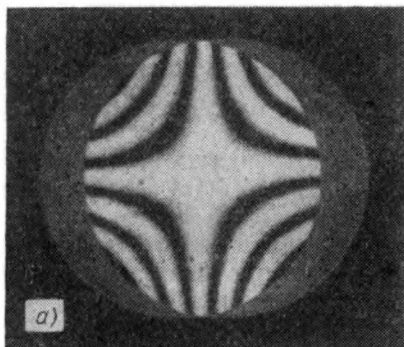
$$\Delta W = 2BxyS = n\lambda. \quad (4.13)$$

Очевидно, что интерференционные полосы при этом представляют собой равнобочные гиперболы, асимптоты которых совпадают с осями  $x$  и  $y$ . Дефокусировка добавляет в уравнение (4.13) член вида  $(2DxS)$ , что приводит к смещению центра системы гипербол по оси  $y$  (рис. 4.8). Если, кроме того, имеется наклон в перпендикулярном смещению направлении, центр системы полос сдвигается вдоль оси, наклоненной под некоторым углом к осям  $x$  и  $y$ .

**Рис. 4.7.** Интерферограмма бокового сдвига для случая сферической aberrации первого порядка и небольшого наклона в направлении, перпендикулярном к сдвигу



**Рис. 4.8.** Интерферограммы бокового сдвига волнового фронта с комой первого порядка и сдвигом в сагиттальном направлении. В случае отсутствия дефокусировки возникают линии в виде сцентрированных равнобоковых гипербол (*а*). Их смещение в направлении, перпендикулярном к сдвигу, имеющее место при небольшой расфокусировке, приводит к появлению интерферограмм типа (*б*)



Рассмотрим случай сдвига фронтов на величину  $T$  по оси  $y$ . Форму возникающих при этом полос определяем уравнением

$$\Delta W = B(x^2 + 3y^2)T = n\lambda, \quad (4.14)$$

из которого следует, что полосы представляют собой систему эллипсов с отношением большой и малой осей, равным  $\sqrt{3}$ . Их большие оси при этом параллельны оси  $x$ . Влияние дефокусировки и наклона здесь такое же, как и в случае, описанном выше. Интерферограммы бокового сдвига, параллельного оси  $y$ , при наличии комы изображены на рис. 4.9, *б* (с дефокусировкой) и 4.9, *а* (без нее).

**Астигматизм первого порядка.** Эта aberrация вносит в волновой фронт погрешность, описываемую уравнением

$$W(x, y) = C(x^2 - y^2). \quad (4.15)$$

Отличительная особенность данного случая заключается в появлении системы прямых полос, перпендикулярных к направлению сдвига. При этом легко ошибиться, приняв астигматический фронт волны за правильный сферический. Ситуация проясняется при введении дефокусировки, позволяющей выявить наличие астигматиз-

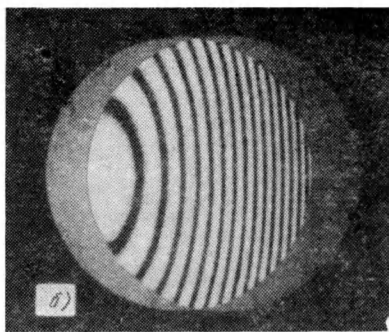
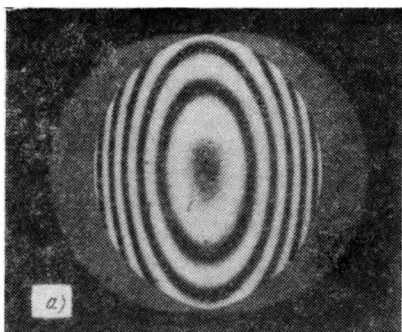


Рис. 4.9. Интерферограммы бокового сдвига волнового фронта при наличии комы первого порядка и сдвига в тангенциальном направлении. Картина со сцентрированными эллиптическими линиями (а) соответствует случаю отсутствия дефокусировки. Наличие небольшой расфокусировки приводит к смещению эллиптических колец в направлении, параллельном сдвигу и появлению картины (б)

ма. Выражения (4.16) и (4.17) определяют системы полос при расфокусировке и боковом сдвиге соответственно вдоль осей  $x$  и  $y$

$$\Delta W = (2Dx + 2Cx)S = n\lambda; \quad (4.16)$$

$$\Delta W = (2Dy - 2Cy)T = n\lambda. \quad (4.17)$$

Если сдвиги  $S$  и  $T$  равны,  $D$  будет иметь два значения  $\pm C$ , при которых на интерферограмме отсутствуют полосы. Эти положения соответствуют тангенциальному и сагиттальному фокусам астигматического волнового фронта. Таким образом, астигматизм можно обнаружить, наблюдая, сохраняется ли число полос в заданном фокусе системы для обоих направлений бокового сдвига (рис. 4.10).

Существует способ обнаружения астигматизма, при котором используют боковой сдвиг в направлении, равноудаленном от танген-

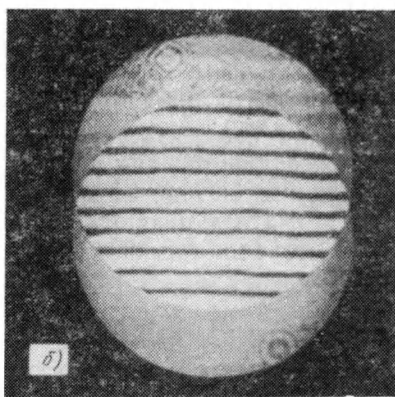
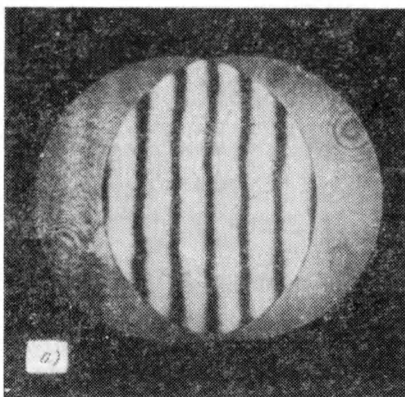
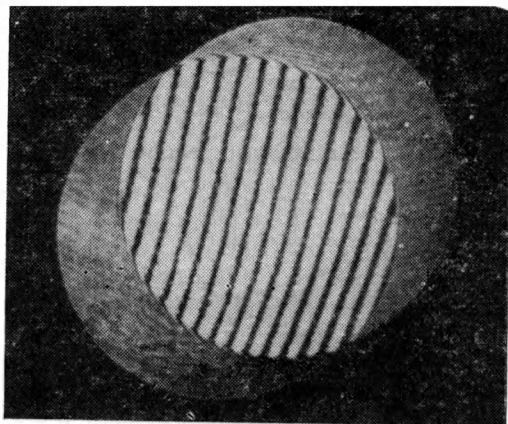


Рис. 4.10. Интерферограммы бокового сдвига при наличии первичного астигматизма, величина которого определяется различным числом прямых интерференционных полос, возникающих при сдвиге (для заданного положения фокуса):

а — в сагиттальном направлении; б — в тангенциальном направлении



**Рис. 4.11.** Интерферограмма бокового сдвига для случая астигматизма первого порядка. Волновые фронты сдвинуты в направлении, равноотстоящем от сагиттальной и тангенциальной осей. На наличие астигматизма указывает наклон прямых интерференционных полос по отношению к направлению сдвига



циального и сагиттального. Возникающая при этом интерферограмма соответствует уравнению

$$\Delta W = 2(D + C)xS + 2(D - C)yT = n\lambda \quad (4.18)$$

и имеет вид эквидистантных прямых полос, наклон которых равен  $(C + D)S / (C - D)T$ . Изменяя угол направления сдвига и фиксируя положение полос, можно определить направление, при котором наклон будет наиболее отличен от ортогонального направления (рис. 4.11).

**Кривизна поля и дисторсия.** Кривизна поля представляет собой продольное смещение фокуса и, следовательно, может рассматриваться, как случай расфокусировки. Дисторсия является линейной функцией координаты  $y$  зрачка и обычно не может быть обнаружена интерферометрически.

**Хроматическая аберрация.** Продольная хроматическая аберрация, как известно, проявляется в изменении положения фокуса при различных длинах волн. Следовательно, заменяя источник света или используя разные длины волн одного и того же источника, можно оценить изменение числа интерференционных полос, обусловленное возникающей дефокусировкой, и тем самым определить величину хроматизма положения. Поперечная хроматическая аберрация так же, как и дисторсия, является линейной функцией координаты  $y$  зрачка и не может быть обнаружена интерферометрически.

Изложенные выше примеры наглядно показывают, что использование интерферометрии бокового сдвига позволяет простым и быстрым методом оценивать качество оптических систем.

#### 4.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОРМЫ НЕИЗВЕСТНОГО ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Рассмотрим, как можно определить форму волнового фронта по его интерферограмме бокового сдвига. По методу, предложенному Сондерсом [21, 25], оценивают порядок интерференции в рав-

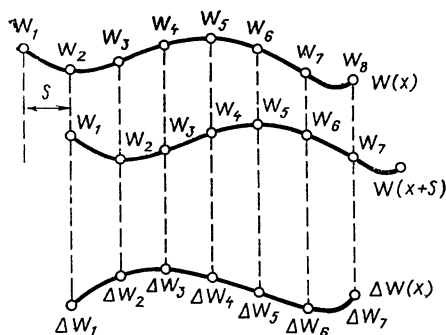


Рис. 4.12. Способ определения формы волнового фронта по интерферограмме бокового сдвига

ноудаленных точек вдоль диаметра и затем вычисляют фронт волны, как показано на рис. 4.12, полагая  $W_1=0$ ,  $W_2=\Delta W_1$ ,  $W_3=\Delta W_1+\Delta W_2$  и т. д. Метод был распространен на двумерный случай Сондерсом и Брунингем [26] и позднее Риммером [17] и Ниссоном и Джерком [16].

Существует также метод, основанный на предположении, что неизвестный фронт волны  $W(x, y)$  представляет собой «гладкую» функцию, описываемую полиномом, коэффициенты которого выражают интерферометрическую

функцию  $\Delta W(x, y)$ . Измеряя положения интерференционных полос, определяют большое число значений  $\Delta W$  и по ним вычисляют искомые коэффициенты. Малакара [6], Мерти и Малакара [16], Даттон и др. [1] подробно развили этот метод для одномерного случая — определения формы фронта волны вдоль диаметра, параллельного направлению сдвига, а Малакара и Мендес [9] использовали его для поверхностей вращения. В целом метод полинома достаточно хорош, особенно в применении для двумерного варианта, осуществляемого следующим образом [18].

Пусть фронт волны представлен функцией  $W(x, y)$ , которую можно записать в виде двумерного полинома степени  $k$ , содержащего  $N = (k+1)(k+2)/2$  членов,

$$W(x, y) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n B_{nm} x^m y^{n-m}. \quad (4.19)$$

Для восстановления всего волнового фронта берут две взаимно перпендикулярные интерферограммы, сдвинутые соответственно на  $S$  и  $T$ . Соответствующие им фронты волн описывают выражениями

$$W(x+S, y) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n B_{nm} (x+S)^m y^{n-m}, \quad (4.20)$$

$$W(x, y+T) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n B_{nm} x^m (y+T)^{n-m}. \quad (4.21)$$

Используя формулу бинома, получим

$$(x+S)^m = \sum_{j=0}^m \binom{m}{j} x^{m-j} S^j, \quad (4.22)$$

где коэффициент бинома

$$\binom{m}{j} = \frac{m!}{(m-j)! j!} . \quad (4.23)$$

Уравнения (4.20) и (4.21) могут быть преобразованы к виду

$$W(x+S, y) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n \sum_{j=0}^m B_{nm} \binom{m}{j} x^{m-j} y^{n-m} S^j; \quad (4.24)$$

$$W(x, y+T) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n \sum_{j=0}^{n-m} B_{nm} \binom{n-m}{j} x^m y^{n-m-j} T^j. \quad (4.25)$$

Учитывая, что эти функции при  $j=0$  становятся равными  $W(x, y)$ , получим путем преобразований следующие уравнения двух интерферограмм сдвига [18]:

$$\Delta W_S = W(x+S, y) - W(x, y) = \sum_{n=0}^{k-1} \sum_{m=0}^n C_{nm} x^m y^{n-m}; \quad (4.26)$$

$$\Delta W_T = W(x, y+T) - W(x, y) = \sum_{n=0}^{k-1} \sum_{m=0}^n D_{nm} x^m y^{n-m}, \quad (4.27)$$

где

$$C_{nm} = \sum_{j=1}^{k-n} \binom{j+m}{j} S^j B_{j+n, j+m}; \quad (4.28)$$

$$D_{nm} = \sum_{j=1}^{k-n} \binom{j+n-m}{j} T^j B_{j+n, m}. \quad (4.29)$$

Значения  $C_{nm}$  и  $D_{nm}$  можно найти из интерферограмм обработкой способом наименьших квадратов результатов измерений  $\Delta W_S$  и  $\Delta W_T$ , соответствующих функциям (4.26) и (4.27).  $N$  коэффициентов  $B_{nm}$  волнового фронта определяются из  $M = k(k+1)/2$  значений  $C_{nm}$  и  $D_{nm}$ . Выражение (4.28) описывает систему  $M$  уравнений с  $M$  неизвестными — коэффициентами  $B_{nm}$ , за исключением  $B_{n0}$ . Аналогично (4.29) представляет систему  $M$  уравнений с  $M$  неизвестными  $B_{nm}$ , за исключением  $B_{nn}$ . Если фронт волны обладает симметрией вращения,  $B_{n0} = B_{nn} = 0$  для всех значений  $n$  и достаточно использовать только одно из уравнений (4.28) или (4.29) и одну интерферограмму. Если  $m$  не равно  $n$  и не равно нулю, значение  $B_{nm}$  можно получить из обоих выражений и поэтому следует брать ее среднее значение.

По способу вычисления фронта волны, предложенному Риммером и Вайантом [18], при котором сохраняется тот же принцип, функция интерферограммы  $\Delta W$  и сам фронт  $W$  выражаются через полиномы Цернике (см. прил. 2).

#### 4.5. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ БОКОВОГО СДВИГА С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ ХОДОМ ЛУЧЕЙ (С КОМПЕНСАЦИЕЙ БЕЛОГО СВЕТА)

Сначала рассмотрим устройства, в которых используются обычные источники и необходима компенсация белого света. При этом вновь имеют место две основные ситуации, соответствующие боковому сдвигу в параллельном и сходящемся пучках. Следует помнить, однако, что они всегда могут быть взаимно преобразованы с помощью хорошо скорригированной линзы.

##### 4.5.1. Системы, основанные на интерферометре Жамена

На рис. 4.13—4.15 представлены схемы модификаций интерферометра Жамена для получения бокового сдвига фронтов [12]. Обычный протяженный источник света здесь заменен точечным светящимся отверстием и исследуемой линзой. Линза коллимирует падающий на нее пучок света и направляет его в интерферометр. Если при этом имеются две стеклянные взаимно параллельные пластины, то возникают два пучка света без бокового сдвига. Сдвиг в такой системе может быть создан двумя способами. Первый заключается в повороте одной из плоскопараллельных стеклянных пластин вокруг оси, как изображено на рис. 4.13. В этом случае сдвиг образуется в направлении, перпендикулярном к плоскости рисунка. По второму способу, показанному на рис. 4.14, два стеклянных блока интерферометра Жамена устанавливают строго параллельно друг другу, чего можно достичь, наблюдая интерференционную полосу нулевого порядка при протяженном источнике света. Затем в оба пучка вводят две одинаковые плоскопараллельные стеклянные пластины, имеющие возможность вращения в противоположных направлениях на одинаковую величину с помощью, например, простого приспособления с зубчатой передачей. Пластины Жамена должны быть достаточно большими для возможности работы со смещенными пучками. В этом устройстве можно, придав пластинам Жамена незначительную клиновидность (несколько угловых секунд), ввести постоянный наклон в перпендикулярном сдвигу направления.

На рис. 4.15 изображено устройство, являющееся циклической формой интерферометра Жамена. В нем используется одна плоско-

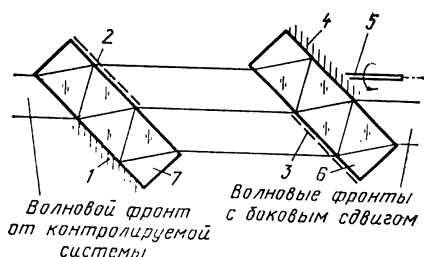


Рис. 4.13. Модифицированный интерферометр Жамена, преобразованный в устройство бокового сдвига, величину которого можно изменять поворотом стеклянной пластины:

1, 4 — полностью отражающая поверхность; 2, 3 — полупрозрачное покрытие; 5 — ось вращения для изменения величины сдвига; 6, 7 — плоскопараллельные стеклянные пластины

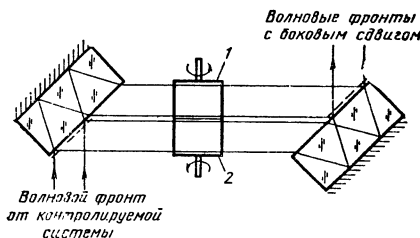


Рис. 4.14. Вторая модификация интерферометра Жамена, преобразованного в устройство бокового сдвига. Пластины закреплены параллельно друг другу, а величину сдвига изменяют поворотом двух одинаковых стеклянных блоков в противоположных направлениях:

1, 2 — две одинаковые стеклянные плоскопараллельные пластины, вращаемые для изменения величины сдвига

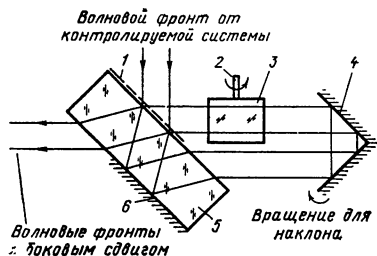


Рис. 4.15. Третья модификация интерферометра Жамена, преобразованного в устройство бокового сдвига. Ее можно рассматривать как «свернутый» вариант обычного интерферометра Жамена. Для получения бокового сдвига требуется только один стеклянный блок, который поворачивают по стрелке:

1 — полупрозрачное покрытие; 2 — ось вращения для создания сдвига; 3 — плоскопараллельная стеклянная пластина; 4 — прямоугольный отражатель; 5 — светоделитель; 6 — зеркальная поверхность

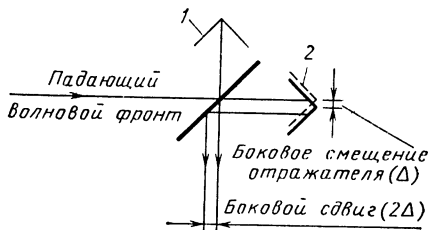
параллельная пластина и прямоугольная призма или два плоских зеркала, расположенных под прямым углом друг к другу. Принцип получения бокового сдвига понятен из рисунка. Этот вариант интерферометра очень удобен для исследования линз с небольшой апертурой. Небольшими отклонениями от прямого угла в призме или системе зеркал в этом интерферометре также можно создавать наклон в направлении, перпендикулярном к сдвигу. Такой интерферометр может быть использован для оценки точности прямого угла прямоугольных призм, угловых отражателей и комбинации зеркал.

#### 4.5.2. Системы, основанные на интерферометре Майкельсона

Интерферометр Майкельсона, отъюстированный на интерференцию нулевого порядка, является скомпенсированным для белого света. Его общеизвестная схема с плоскими зеркалами не позволяет получать боковой сдвиг в коллимированном свете. Требуемый эффект, однако, можно создать, заменив плоские зеркала прямоугольными призмами или угловыми отражателями (рис. 4.16) [4]. Для

Рис. 4.16. Модификация интерферометра Майкельсона для получения бокового сдвига фронтов. В качестве концевых зеркал используется прямоугольная призма или угловой отражатель:

1 — угловой отражатель или прямоугольная призма; 2 — идеальный тонкий светоделитель



дальнейших рассуждений допустим, что обе призмы изготовлены из одного материала и имеют одинаковые размеры. Если грани призм, расположенных на одинаковом расстоянии от светоделителя, параллельны друг другу и мнимое изображение одной из них совпадает с другой гранью при наблюдении через светоделитель, боковой сдвиг отсутствует. Смещая одну из призм в боковом направлении, получим боковой сдвиг удвоенной величины. Светоделитель и, по крайней мере, одна из призм должны иметь при этом соответствующие размеры. Наклон фронтов можно обеспечить, наклоняя прямоугольную призму в направлении, перпендикулярном к сдвигу. При использовании угловых отражателей наклон невозможен, и поэтому наблюдается только чистый боковой сдвиг.

### 4.5.3. Системы, основанные на циклическом интерферометре

В циклическом интерферометре два когерентных луча света распространяются во встречных направлениях и, в конечном итоге, интерферируют. В этом смысле модификация прибора Жамена, изо-

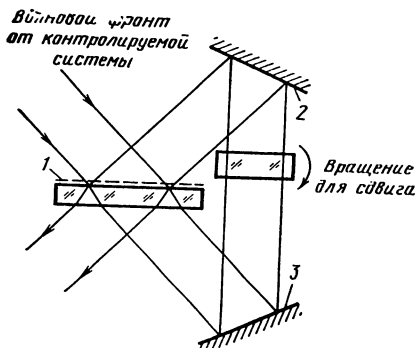


Рис. 4.17. Циклический интерферометр с треугольным ходом лучей, который можно использовать в качестве интерферометра бокового сдвига. Один из способов получения сдвига заключается в повороте плоско-параллельной стеклянной пластины:

1 — полупрозрачное покрытие; 2, 3 — плоское зеркало

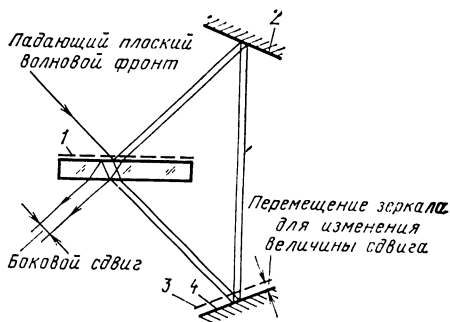
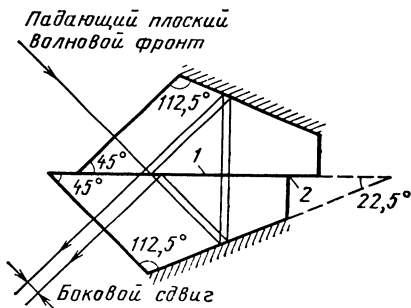


Рис. 4.18. Интерферометр с треугольным ходом лучей, в котором боковой сдвиг достигается параллельным смещением одного из зеркал:

1 — полупрозрачное покрытие; 2, 4 — плоское зеркало; 3 — положение зеркала при нулевом сдвиге

Рис. 4.19. Интерферометр бокового сдвига с треугольным ходом лучей, в котором используются две полупентапризмы. Сдвиг фронтов возникает при смещении одной из них относительно другой. Интерферометр применяют для контроля оптических систем с малой апертурой:

1 — полупрозрачное покрытие; 2 — иммерсия между поверхностями призм



браженная на рис. 4.15, может рассматриваться как циклический интерферометр. Типичный циклический интерферометр, например с треугольным ходом параллельных лучей Харихарана и Сена [3] (рис. 4.17), можно использовать для получения бокового сдвига. Существуют два способа: первый заключается в параллельном смещении одного из плоских зеркал (рис. 4.18), а второй аналогичен приведенному на рис. 4.15. В интерферометр симметричного типа можно ввести плоскопараллельную стеклянную пластину и создать боковой сдвиг путем ее поворота. Такое устройство легко изготовить, оно обладает низкой чувствительностью к вибрациям и другим внешним воздействиям. На рис. 4.19 изображена схема с двумя полупентапризмами. Параллельное смещение одной из них относительно поверхности светоделиителя приводит к образованию сдвига переменной величины.

#### 4.5.4. Системы, основанные на интерферометре Маха — Цендера

Схема интерферометра Маха — Цендера с двумя светоделителями и плоскими зеркалами представлена на рис. 4.20. Для получения бокового сдвига в нее вводят плоскопараллельные пластины, изготовленные из одного материала, имеющие одинаковую толщину и расположенные так, как показано на рис. 4.21. В результате становится возможным применять модифицированный интерферометр Маха — Цендера с боковым сдвигом фронтов и коллимированным

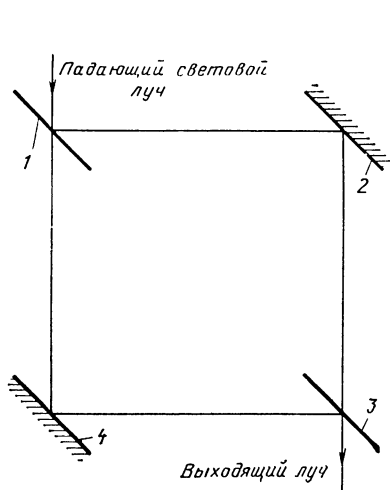


Рис. 4.20. Идеализированный интерферометр Маха — Цендера с тонкими светоделителями:

1, 3 — светоделители; 2, 4 — плоские зеркала

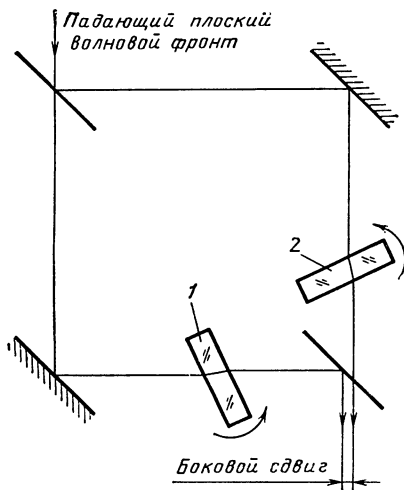


Рис. 4.21. Схема превращения интерферометра Маха — Цендера в интерферометр бокового сдвига. Два одинаковых стеклянных блока помещают в каждой ветви интерферометра и для получения бокового сдвига поворачивают в указанных направлениях на одинаковую величину:

1—2 — вращаемые плоскопараллельные пластины, вносящие сдвиг

ходом лучей. На практике, однако, юстировка такого прибора сложна, особенно если все элементы закреплены независимо друг от друга и каждый имеет собственную систему подвижек. Ниже будет показано, что его выгоднее использовать для получения бокового сдвига в сходящемся пучке света.

#### 4.6. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ БОКОВОГО СДВИГА В СХОДЯЩИХСЯ ПУЧКАХ С КОМПЕНСАЦИЕЙ БЕЛОГО СВЕТА

##### 4.6.1. Системы, основанные на интерферометре Майкельсона

Основная схема всех устройств бокового сдвига, использующих сходящиеся пучки света, приведена на рис. 4.22. Сходящийся квазисферический фронт волны направлен к центру его кривизны, совмещенному с интерферометром бокового сдвига, размеры которого в связи с этим могут быть очень небольшими. На рис. 4.23 изображен идеализированный интерферометр Майкельсона с тонкой светоделительной пластиной, через которую проходит сходящийся пучок света от исследуемой оптической системы. Если два плоских зеркала расположены симметрично и на одинаковом расстоянии от светоделителя, боковой сдвиг в двух расходящихся сферических волновых фронтах отсутствует и в поле зрения наблюдается широкая интерференционная полоса нулевого порядка. Если теперь совместить центр кривизны сходящегося пучка с центрами двух концевых отражателей и одно из зеркал повернуть на малый угол относительно поперечной оси, проходящей через центр кривизны, возникает боковой сдвиг (рис. 4.24). Любая аберрация волнового фронта при этом проявляется в интерферограмме сдвига. Если центр кривизны слегка смещен относительно плоских отражателей, возникает расфокусировка, проявляющаяся в отсутствии аберрации в виде обычных прямых интерференционных полос. Следует отме-

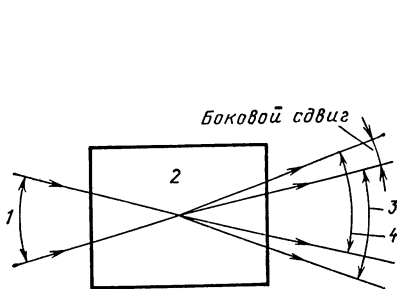


Рис. 4.22. Интерферометр с боковым сдвигом в сходящемся пучке света:

1 — падающий сходящийся фронт; 2 — интерферометр бокового сдвига со сходящимся ходом лучей; 3, 4 — волновые фронты с боковым сдвигом

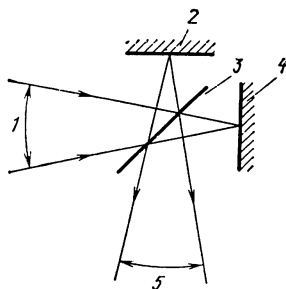


Рис. 4.23. Идеализированный интерферометр Майкельсона, используемый в качестве прибора бокового сдвига. На схеме изображены два плоских зеркала, точно симметричных относительно светоделителя, на которых фокусируется сходящийся луч. В этом случае боковой сдвиг равен нулю:

1 — падающий сходящийся волновой фронт; 2, 4 — плоские зеркала; 3 — идеальный тонкий светоделитель; 5 — выходящие без сдвига волновые фронты



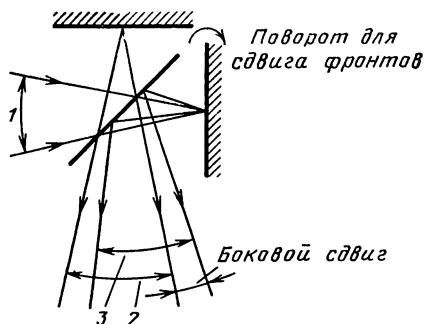


Рис. 4.24. Идеализированный интерферометр Майкельсона, используемый в качестве прибора бокового сдвига. Наклон одного из плоских зеркал относительно оси, проходящей через точку фокусировки волнового фронта, обеспечивает появление бокового сдвига:

1 — падающий сходящийся волновой фронт; 2, 3 — волновые фронты с боковым сдвигом

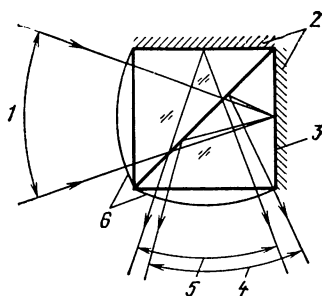


Рис. 4.25. Интерферометр бокового сдвига в виде склеенного куба. Плоские грани располагаются таким образом, чтобы обеспечить необходимую величину сдвига. Входной и выходной поверхностям придают сферическую форму, чтобы волновые фронты входили и выходили перпендикулярно к ним:

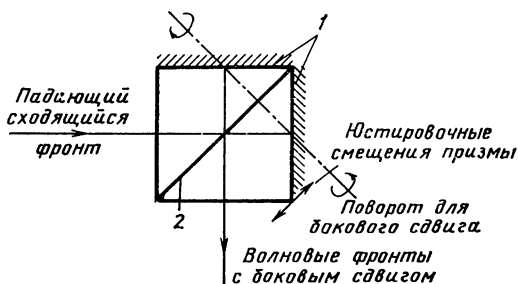
1 — падающий сходящийся фронт; 2 — зеркальные плоскости; 3 — слегка наклоненная поверхность для внесения фиксированного сдвига; 4, 5 — фронты с боковым сдвигом; 6 — сферические входная и выходная поверхности

тить, что в данной системе нельзя получить наклон в перпендикулярном направлении.

На практике в такой интерферометр вводят две одинаковые прямоугольные призмы, соединенные вместе так, чтобы получить сдвиг определенной величины (рис. 4.25). Первыми такой интерферометр предложили Ф. и Л. Ленувели [5]. Позднее Мерти [13], Сондерс [25] и др. показали, что он прост, удобен и может быть легко приспособлен для исследований различных оптических систем. Кроме того, в таком устройстве можно изменять величину бокового сдвига, как показано на рис. 4.26 [14]. Для этого на гипотенузные плоскости призм наносят тонкий слой масла и используют механизм поворота одной из призм относительно оси. Входную и выходную плоскости делают сферическими, чтобы свет входил и выходил перпендикулярно к поверхности.

Рис. 4.26. Интерферометр бокового сдвига на базе прибора Майкельсона, в котором величина сдвига изменяется поворотом одной или обеих призм вокруг оси:

1 — зеркальные плоскости; 2 — призмы с иммерсионным слоем (на одной из соприкасающихся граней нанесено полупрозрачное покрытие)



#### 4.6.2. Системы, основанные на интерферометре Маха — Цендера

Рассмотрим идеализированный интерферометр Маха — Цендера с тонкой светоделительной пластиной (рис. 4.27). Сходящийся волновой фронт фокусируется на двух плоских зеркалах. Если одно из них повернуть относительно поперечной оси, проходящей через этот фокус, образуется боковой сдвиг между двумя пучками лучей, выходящими из интерферометра. Если, кроме этого, второй светоделитель повернут, как это показано на рисунке, образуется наклон фронтов, перпендикулярный к направлению сдвига. Это является важным преимуществом такого интерферометра. В нем также можно осуществить фокусировку лучей на второй светоделительной пластине и тем самым поменять плоское зеркало и светоделитель ролями.

Если используемые в таком приборе светоделители и плоские зеркала крепятся в отдельных оправках и юстируются независимо друг от друга, быстрая юстировка устройства в целом исключительно сложна. Рассмотрим примеры предварительно ориентированных (отъюстированных) систем, основанных на интерферометре Маха — Цендера. В большинстве из них используются неподвижные стек-

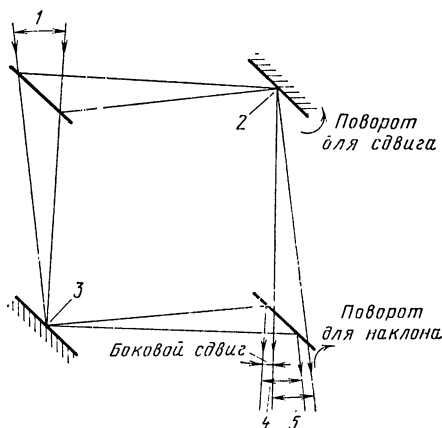
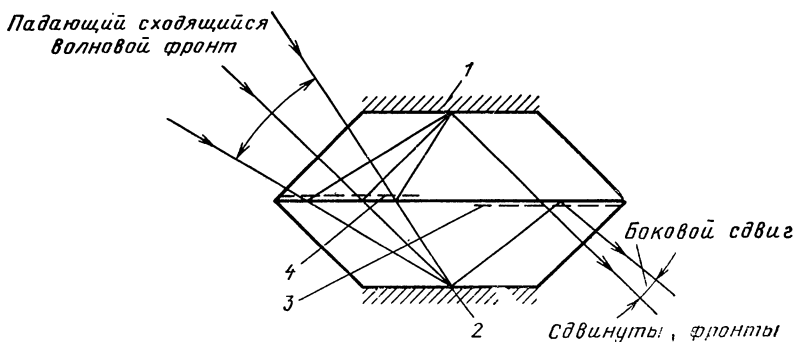


Рис. 4.27. Интерферометр бокового сдвига на основе прибора Маха — Цендера. Сходящийся волновой фронт фокусируется на двух плоских зеркалах:

1 — падающий сходящийся фронт; 2, 3 — точки фокусировки сходящегося волнового фронта; 4, 5 — волновые фронты с боковым сдвигом

Рис. 4.28. Интерферометр бокового сдвига — «жесткого» варианта устройства, изображенного на рис. 4.27:

1, 2 — поверхности, слегка наклоненные для внесения сдвига; 3, 4 — полупрозрачные покрытия



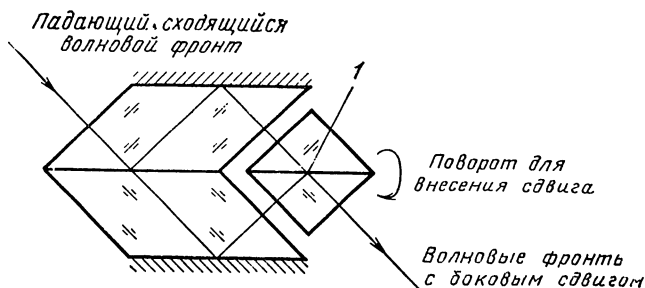


Рис. 4.29. Интерферометр с изменяющимся боковым сдвигом на базе прибора Маха — Цендера. Сходящийся луч сфокусирован в центре светоделительного куба, поворот которого относительно его центра приводит к изменению величины сдвига фронтов:  
1 — точка фокусировки фронта

лянные призмы. На рис. 4.28 изображен неподвижный аналог устройства, показанного на рис. 4.27, в котором пространство между светоделительными устройствами и зеркалами заполнено стеклом [24]. Если поверхности, на которых фокусируется сходящийся пучок, параллельны друг другу, но не параллельны светоделителю, становится возможным получать боковой сдвиг постоянной величины. Для получения двух одинаковых призм изготавливают один блок, а затем разрезают его пополам. Придавая клеящему слою форму клина, в системе можно создать наклон фронтов, перпендикулярный к сдвигу. На рис. 4.29 изображена неопубликованная в печати система Мерти с регулируемым боковым сдвигом, в которой две ромбические призмы соединены, образуя светоделительную поверхность; второе светоделительное устройство имеет форму куба, с центром которого совпадает центр кривизны падающего волнового фронта. Поворачивая куб относительно оси, проходящей через его середину, можно до некоторой степени изменять величину сдвига. Соответствующим наклоном отражающих поверхностей в системе можно создать постоянный наклон фронтов.

Другой не опубликованный в печати интерферометр бокового сдвига Мерти, изображенный на рис. 4.30, основан на схеме Маха — Цендера. Он содержит две плосковыпуклые линзы, толщины по центру у которых равны приблизительно половинам их радиусов кривизны. На вершинах линз сформированы небольшие плоские участки с отражающим покрытием; они могут быть ориентированы параллельно или наклонно к светоделительной поверхности. Такое устройство подобно изображенному на рис. 4.28 и может пропускать пучки с большой числовой апертурой, так как его входная и выходная поверхности сделаны сферическими.

На рис. 4.31 показано устройство, предложенное Сондерсом [22] и представляющее собой модификацию интерферометра Маха — Цендера. Призмы с углами  $\alpha = 20^\circ$ ,  $\beta = 60^\circ$  и  $\gamma = 100^\circ$  можно вырезать из одного блока; на их внутренних наклонных поверхностях фокусируется сходящийся волновой фронт. Если мысленно провести линию через оба фокуса, то боковой сдвиг достигается поворотом

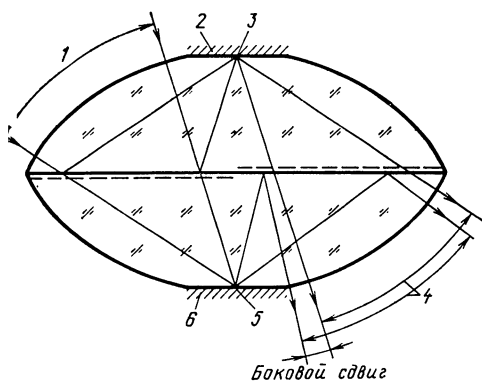


Рис 4.30. Интерферометр бокового сдвига, образованного двумя толстыми плосковыпуклыми линзами:

1 — падающий волновой фронт; 2, 6 — плоские зеркальные площадки, наклоненные, чтобы внести сдвиг фиксированной величины; 3, 5 — фокусы; 4 — волновые фронты с боковым сдвигом

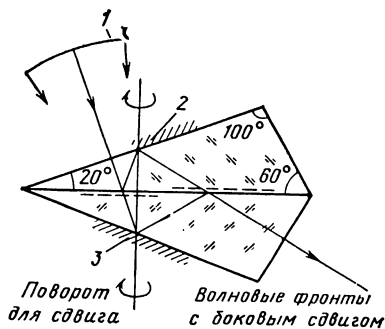


Рис 4.31. Интерферометр бокового сдвига, состоящий из двух призм. Сходящийся пучок сфокусирован на наклонных поверхностях; сдвиг фронтов возникает при вращении обеих призм вокруг оси. При склеивании призм в таком приборе может быть получен постоянный по величине сдвиг:

1 — падающий сходящийся волновой фронт; 2, 3 — фокусы

призм вокруг нее в противоположных направлениях. Такую систему можно легко реализовать в качестве устройства с фиксированным сдвигом. Приклеивая на входную и выходную поверхности соответствующие плосковыпуклые линзы, обеспечивают полное устранение собственных aberrаций интерферометра. Придав клеящему слою форму клина и нанеся на поверхность контакта светоделительный слой, как это изображено на рис. 4.31, создают в системе наклон фронтов.

#### 4.7. ЛАЗЕРНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ БОКОВОГО СДВИГА

Как указывалось ранее, любые интерферометры бокового сдвига, скомпенсированные для белого света, могут работать с лазерным источником. Можно создать простые по конструкции и применению интерферометры, в которых требование компенсации отсутствует. Один из простейших лазерных интерферометров бокового сдвига предложен Мерти [11] и содержит плоскопараллельную пластину (рис. 4.32). Свет от лазера фокусируется соответствующим микрообъективом на точечной диафрагме, помещенной в фокусе контролируемой линзы, выполняющей роль объектива коллиматора. Параллельный пучок света падает на плоскопараллельную пластину, поверхности которой обычно не покрывают, и отражается от ее передней и задней плоскостей, образуя боковой сдвиг. При толщине пластины  $t$ , показателе преломления стекла  $N$  и угле падения  $i$  боковой сдвиг  $S$  определяем по формуле Малакары [6]:

$$S = t \sin 2i (N^2 - \sin^2 i)^{-1/2}. \quad (4.30)$$

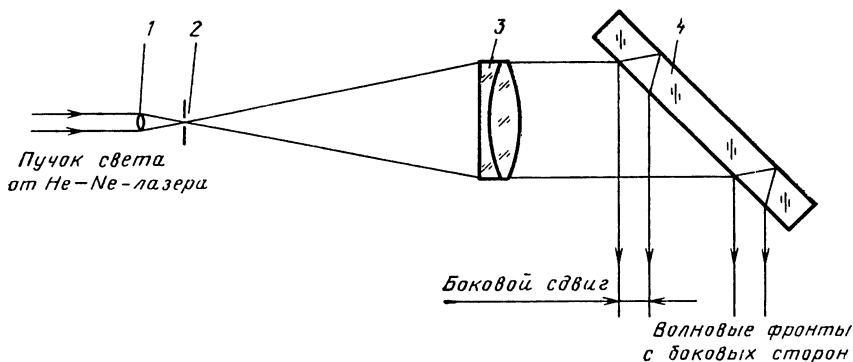


Рис. 4.32. Лазерный интерферометр бокового сдвига с плоскопараллельной стеклянной пластиной:

1 — микрообъектив; 2 — пространственный фильтр; 3 — контролируемая линза; 4 — плоскопараллельная или слегка клиновидная пластина

Для стекла с  $N=1,515$  (для длины волны 633 нм, или 6328 Å) на рис. 4.33 приведена зависимость  $S/t$  от  $i$ . На рисунке видно, что  $S$  достигает своего максимального значения равного приблизительно 0,8 при угле падения  $50^\circ$ . В реальных устройствах обычно используют угол падения  $45^\circ$ .

Интенсивность интерференционной картины может быть увеличена при нанесении покрытий на переднюю и заднюю поверхности пластины, но при этом за счет вторичного отражения может возникнуть дополнительная картина слабой интенсивности, что нежелательно. На рис. 4.34 изображена модификация устройства, используемая для исследования больших вогнутых зеркал. Если контролируемая поверхность асферическая, в схему необходимо ввести соответствующий компенсатор. Наклон постоянной величины, перпендикулярный к направлению сдвига, создается здесь приданием пластине формы слабого клина с ребром, параллельным плоскости рисунка.

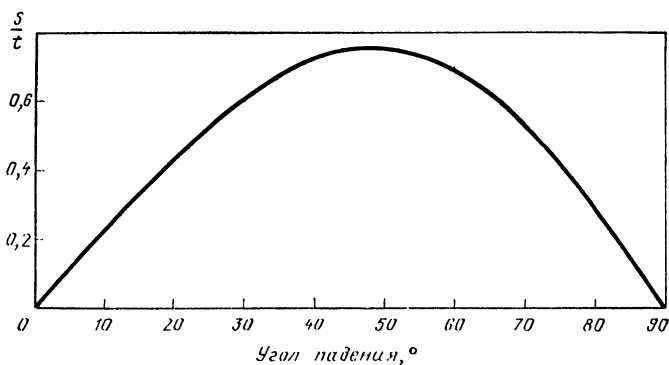


Рис. 4.33. Зависимость  $S/t$  от угла падения для пластины из боросиликатного крона. На рисунке видно, что можно использовать любые углы падения, вплоть до  $50^\circ$

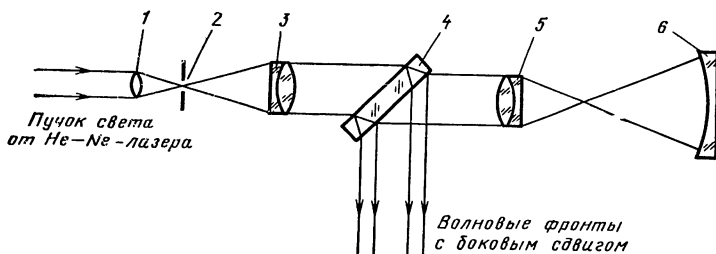


Рис. 4.34. Интерферометр с плоскопараллельной пластиной для контроля больших вогнутых зеркал:

1 — микрообъектив; 2 — пространственный фильтр; 3, 5 — высококачественные линзы; 4 — плоскопараллельная или слегка клиновидная пластина; 6 — контролируемое вогнутое зеркало

На рис. 4.35 представлен еще один вариант такого интерферометра [2], в котором для образования отражающих плоскостей используются две отдельные пластины. От их внутренних непокрытых поверхностей отражается около 4% падающего светового потока; внешние стороны деталей имеют высококачественное просветляющее покрытие и совсем не отражают света. Одна из пластин закреплена на подвижном основании, перемещением которого изменяют воздушный зазор и возникающий боковой сдвиг. Предусмотрев в конструкции основания возможность его поворота в перпендикулярном направлении, можно реализовать наклон волновых фронтов. Так как отражающие поверхности здесь не соединены жестко, как в одной плоскопараллельной пластине, стабильность системы интерференционных полос определяется стабильностью механических опор и конструкций.

На рис. 4.4—4.11 приведены интерферограммы бокового сдвига, полученные с помощью лазерного интерферометра, изображенного на рис. 4.32. Из рисунков видно, что даже при использовании непокрытой стеклянной пластины можно наблюдать в слабо освещен-

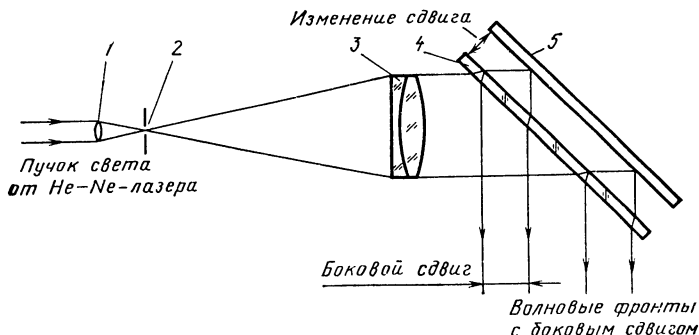


Рис 4.35. Модификация интерферометра (см. рис. 4.34) с использованием двух отдельных стеклянных пластин. Боковой сдвиг возникает при отражении лучей от их внутренних поверхностей и может изменяться по величине при перемещении задней пластины. Наружные поверхности обеих пластин имеют просветляющее покрытие:

1 — микрообъектив; 2 — пространственный фильтр; 3 — контролируемая линза; 4 — просветляющее покрытие; 5 — просветляющее покрытие или шлифованная и затемненная поверхность

ной комнате на экране из матового стекла достаточно интенсивную интерференционную картину, для фотографирования которой необходима экспозиция всего в несколько долей секунды.

#### **4.7.1. Применение интерферометра с плоскопараллельной пластиной**

Интерферометры с плоскопараллельной пластиной очень удобны для проверки правильности юстировки коллимационных систем. Если точечное отверстие на рис. 4.32 расположено не в фокусе линзы, выходящий из нее пучок становится слегка расходящимся или сходящимся. Соответствующие этому случаю интерференционные картины сдвига приведены на рис. 4.4, *а* и 4.4, *в*. Только в случае, когда отверстие расположено точно в фокусе коллимирующей линзы, общая область обеих апертур будет свободна от интерференционных полос (рис. 4.4, *б*). Юстировка коллимации может быть проведена с еще большей точностью, если воспользоваться клиновидной пластиной. Сначала пластину устанавливают перпендикулярно к лучу, выходящему из линзы. Отраженный пучок света образует интерференционные полосы Физо, указывающие направление клина. Поскольку в этом положении сдвиг равен нулю, то незначительная расфокусировка системы не существенна. Затем пластину вращают в ее собственной плоскости до тех пор, пока полосы Физо не займут горизонтального положения. Вслед за этим клин поворачивают вокруг вертикальной оси так, чтобы угол падения составил примерно  $45^\circ$ . При малейшем несовпадении точечного отверстия с положением фокуса, интерференционные полосы наклонятся. Перемещая линзу в продольном направлении и наблюдая за положением полос, можно очень точно зафиксировать момент совмещения плоскости отверстия с фокусом. Вид интерференционных картин, соответствующих прохождению через фокус, аналогичен представленному на рис. 4.5.

Интерферометр на основе плоскопараллельной пластины используют также для определения неоднородности объемных стеклянных образцов, выполненных, например, в виде прямоугольного параллелепипеда, помещенного между двумя плоскими пластинами очень высокого качества. Такой блок устанавливают между коллимирующей линзой и пластиной сдвига, как изображено на рис. 4.36. Через образец при этом проходит высококачественный плоский волновой фронт, и любая неоднородность искажает его, образуя сдвиг волн. Таким способом, например, можно легко обнаружить изменение показателя преломления по объему материала, исследовать потоки жидкости и газа, диффузионные и другие явления.

На интерферометре с плоскопараллельной пластиной можно с успехом контролировать погрешности крупногабаритных вогнутых сферических и асферических поверхностей по схеме, изображенной на рис. 4.37 [6]. Установка содержит две хорошо скорригированные линзы, первая из которых образует параллельный пучок света. Между ними помещают пластину для образования сдвига фронтов. Мер-

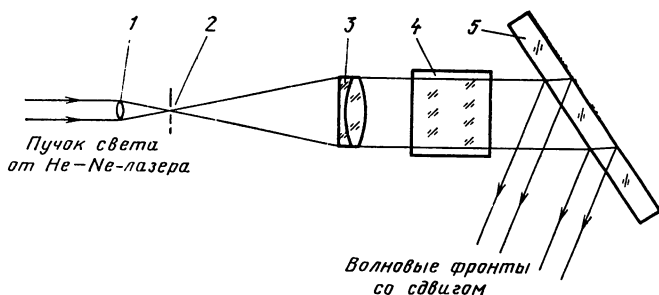


Рис. 4.36. Интерферометр с плоскопараллельной пластиной для контроля однородности образцов стекла:

1 — микрообъектив; 2 — пространственный фильтр; 3 — высококачественная линза; 4 — стеклянный образец, 5 — плоскопараллельная или слегка клиновидная пластина

ти и Шакла предложили использовать такую систему для измерения радиусов кривизны вогнутых сферических поверхностей (см. рис. 4.37). Для этого вторую линзу необходимо сместить вправо так, чтобы ее фокус совпал с вершиной вогнутого зеркала. Затем линзу передвигают влево до тех пор, пока фокус не попадет в центр кривизны контролируемой детали. В обоих положениях отраженный фронт волны является плоским и, следовательно, в поле зрения будет наблюдаться или чистое поле, или горизонтальные полосы в зависимости от того, является пластина плоскопараллельной или клиновидной. Расстояние между двумя крайними положениями линзы должно быть точно измерено любым способом. На рис. 4.38 показана схема измерения выпуклых поверхностей. Максимальный радиус кривизны, который можно проконтролировать таким способом, чуть меньше фокусного расстояния второй линзы. Применяемые при этом коллимирующие линзы должны быть высокого качества; несколько подобных конструкций были предложены Малакарой [7].

В фокальной плоскости системы можно использовать очень маленькую и тонкую плоскопараллельную пластину (рис. 4.39) [27]. Свет от лазера коллимируется первой линзой и после прохождения параллельным пучком некоторого участка вновь фокусируется вто-

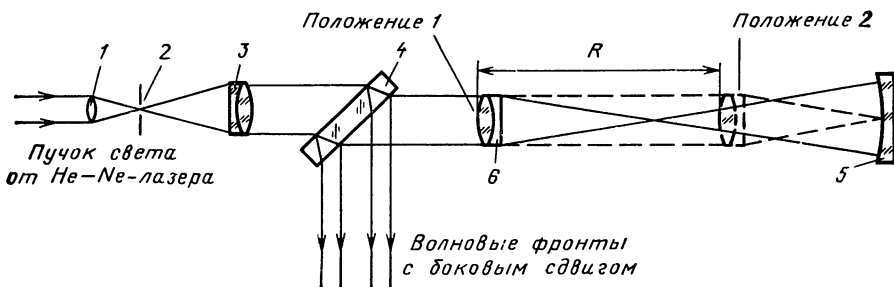


Рис. 4.37. Интерферометр с параллельной пластиной для измерения радиусов кривизны вогнутых сферических поверхностей:

1 — микрообъектив; 2 — пространственный фильтр; 3, 6 — высококачественные линзы; 4 — плоскопараллельная или слегка клиновидная пластина; 5 — вогнутая поверхность



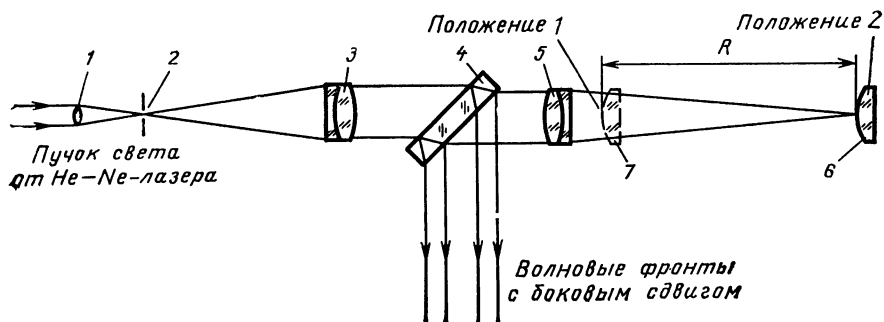


Рис. 4.38. Интерферометр с плоскопараллельной пластиной для измерения радиусов кривизны выпуклых сферических поверхностей:

1 — микрообъектив; 2 — пространственный фильтр; 3, 5 — высококачественные линзы; 4 — плоскопараллельная или слегка клиновидная пластина; 6, 7 — выпуклые поверхности

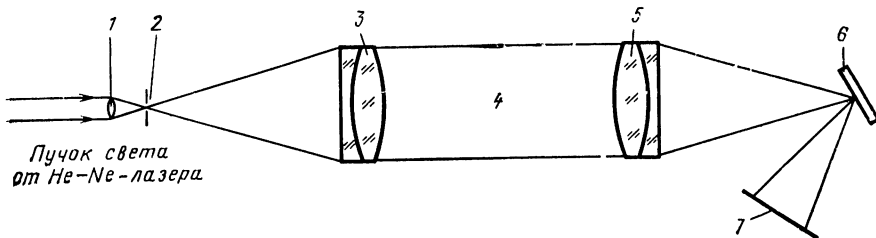


Рис. 4.39. Интерферометр бокового сдвига, использующий тонкую параллельную пластину в точке схождения лучей:

1 — микрообъектив; 2 — пространственный фильтр; 3, 5 — высококачественные линзы; 4 — контролируемый участок, например аэродинамическая труба; 6 — тонкая стеклянная пластина; 7 — экран

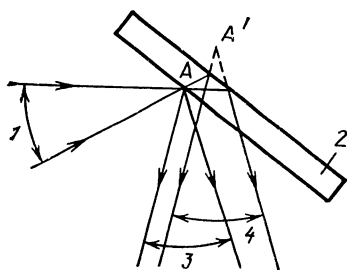


Рис. 4.40. Схема хода лучей, показывающая, что чистый боковой сдвиг нельзя получить, если тонкая стеклянная пластинка расположена в точке фокусировки волнового фронта:

1 — падающий сходящийся пучок; 2 — тонкая стеклянная пластина; 3, 4 — выходящие волновые фронты с центрами в точках A и A'. Кроме бокового смещения присутствует продольный сдвиг между точками A и A'

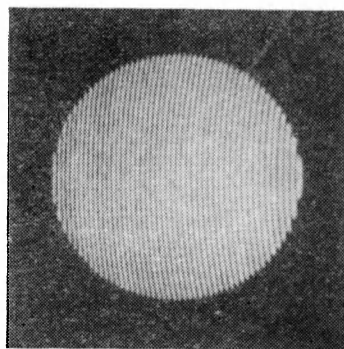
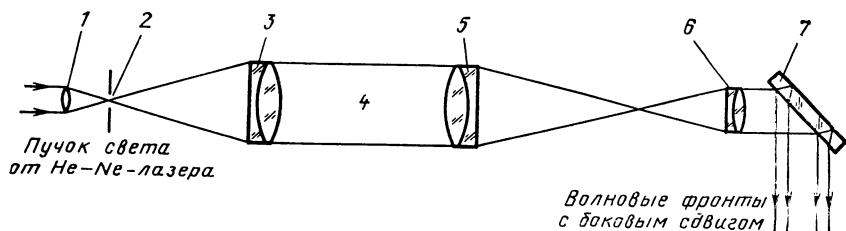
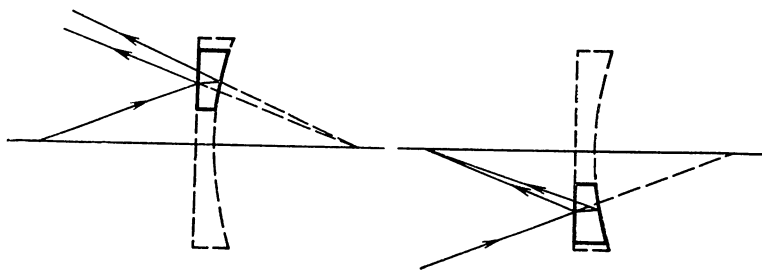


Рис. 4.41. Типичная интерферограмма, полученная в интерферометре бокового сдвига (см. рис. 4.39)



**Рис. 4.42.** Интерферометр на основе параллельной пластины, применяемый в аэродинамических трубах с большой апертурой:

1 — микрообъектив; 2 — пространственный фильтр; 3, 5 — высококачественные линзы с большой апертурой; 4 — контролируемый участок, например аэродинамическая труба; 6 — высококачественная линза с малой апертурой; 7 — плоскопараллельная или слегка клиновидная пластина



**Рис. 4.43.** Модификация интерферометра на основе параллельной пластины для сходящихся или расходящихся волновых фронтов

рой линзой. В непосредственной близости от фокуса под углом  $45^\circ$  к оси устанавливают тонкую стеклянную пластину. Как видно из рис. 4.40, при этом невозможно обеспечить чистый боковой сдвиг из-за продольного смещения двух изображений, отраженных от обеих поверхностей детали. В результате даже для хорошо откорректированных оптических систем полосы бокового сдвига искривлены (рис. 4.41). Теоретически для такой системы требуется бесконечно тонкая стеклянная клиновидная пластина или (альтернативно) ее следует изготавливать в виде воздушного клина. И в том и в другом случае образуется очень незначительный боковой сдвиг, поэтому прибор целесообразно использовать для исследований в аэродинамической трубе с большой апертурой, для измерений неоднородностей и других аналогичных целей (рис. 4.42).

Интерферометр на основе плоскопараллельной пластины можно видоизменить для получения бокового сдвига непосредственно в расходящемся или сходящемся пучке света [10] (рис. 4.43). Однако при этом кроме бокового сдвига всегда будет наблюдаться радиальное, поэтому такая система вряд ли найдет широкое применение.

#### 4.8. ДРУГИЕ ТИПЫ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ БОКОВОГО СДВИГА

Выше мы рассматривали только те интерферометры, в которых полупрозрачная поверхность действует как светоделительное устройство. Вместе с тем существуют интерферометры бокового сдвига, работа которых основана на других оптических принципах. Так как они подробно описаны в последующих главах, рассмотрим их здесь очень кратко.

##### 4.8.1. Интерферометры бокового сдвига, основанные на дифракции света

Рассмотрим пропускающую дифракционную решетку с периодом  $d$ . Пусть сходящийся пучок света падает на нее так, что центральный луч перпендикулярен к решетке, а фокус пучка совпадает с ее плоскостью, при этом угол сходимости пучка равен  $2\alpha$ . Используя известную формулу дифракционной решетки, можно представить дифракционный угол центрального луча первого порядка  $\theta$  в виде

$$\sin \theta = \lambda/d. \quad (4.31)$$

Если величина  $d$  выбрана правильно, лучи нулевого и первого порядка наблюдаются в виде пересекающихся окружностей (рис. 4.44). Конечно, здесь присутствуют и лучи более высоких порядков, но чем выше порядок, тем слабее его интенсивность. Можно получить решетки с пучками света только нулевого и первого порядка. При-

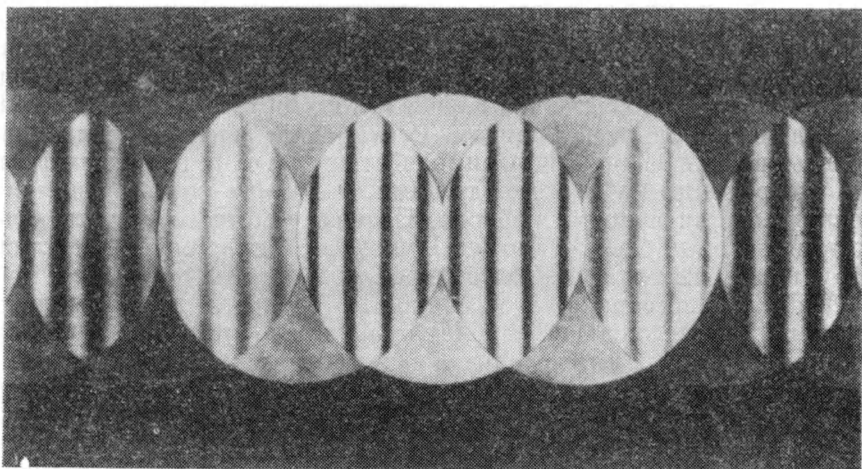


Рис. 4.44. Типичная ронкиграмма, получаемая при использовании дифракционной решетки с соответствующим периодом в интерферометре Ронки. Два пучка первых порядков касаются друг друга и проходят через центр пучка нулевого порядка



Рис. 4.45. Типичная интерферограмма и дифрагированные апертуры, имеющие место при использовании решетки с двойной частотой:

1 — сдвиг из-за более низкой частоты; 2 — сдвиг из-за более высокой частоты

нято считать, что абберрация первоначального волнового фронта сохраняется в лучах нулевого и первого порядка при использовании небольших дифракционных углов. Необходимо также, чтобы лучи двух первых порядков не перекрывались; это будет иметь место при

$$\theta \geq \alpha \quad (4.32)$$

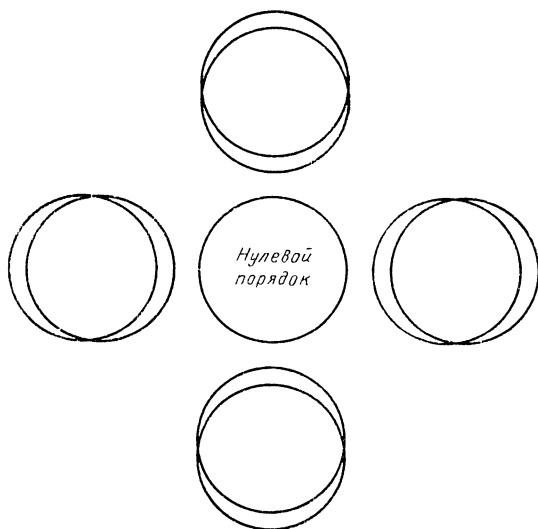
или

$$d \leq 2\lambda u^{-1}. \quad (4.33)$$

В крайнем случае желательно, чтобы пучки только касались друг друга (см. рис. 4.44). Следовательно, выбор решетки зависит от апертуры системы. Например, при  $u^{-1}=5$  и  $\lambda=0,5$  мкм  $d=5$  мкм, т. е. необходимо иметь решетку с 200 штрихами на 1 мм. Говоря об интерферометре с дифракционной решеткой, следует отметить, что, поскольку он скомпенсирован для белого света, можно применять обычный источник света при условии использования точечного отверстия соответствующего размера. Удобным и весьма перспективным представляется оснащение такого интерферометра гелий-неоновым лазерным источником. Регистрируя интерференционные полосы, возникающие при взаимодействии плоских волновых фронтов с переменным углом между ними, можно получить решетки с различными значениями периода. Интерферометр соответствующего типа впервые был предложен Ронки [19]. Он же опубликовал обзор с подробным освещением вопроса [20].

Из сказанного ранее с очевидностью следует, что оптимальное значение бокового сдвига приблизительно равно половине диаметра светового пучка. Следовательно, используя одну решетку, невозможно получить меньшую величину бокового сдвига. Решение проблемы состоит в применении дифракционной решетки с двойной частотой [28]. Низкую составляющую выбирают такой, чтобы лучи нулевого и первого порядка наблюдались разделенными, а высокочастотная часть решетки образовывала два луча первого порядка, сдвинутых относительно других таких же лучей (рис. 4.45). Если перпендикулярно к решетке поместить еще одну, идентичную ей,

Рис. 4.46. Схема интерферограммы бокового сдвига, возникающей при использовании двух решеток с двойной частотой, перпендикулярных друг другу. Боковой сдвиг образуется одновременно в сагиттальном и тангенциальном направлениях



можно получить интерференционную картину сдвига одновременно в тангенциальном и сагиттальном направлениях (рис. 4.46). На рис. 4.47 изображена типичная интерферограмма сходящегося фронта волны, полученная при использовании двух одинаковых

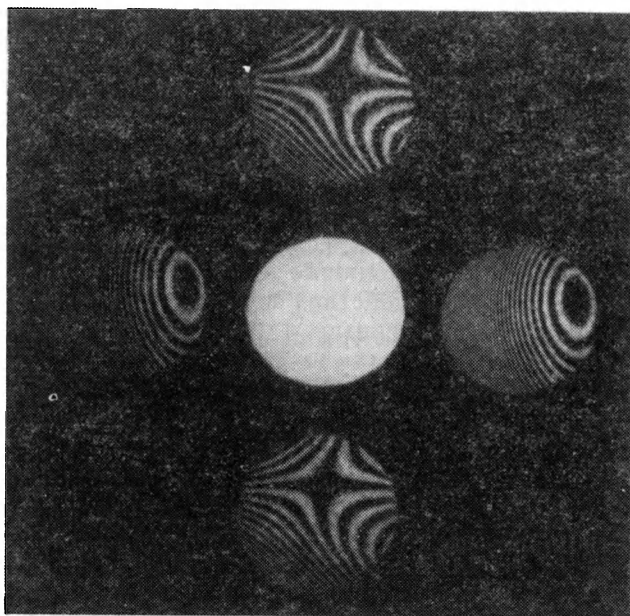
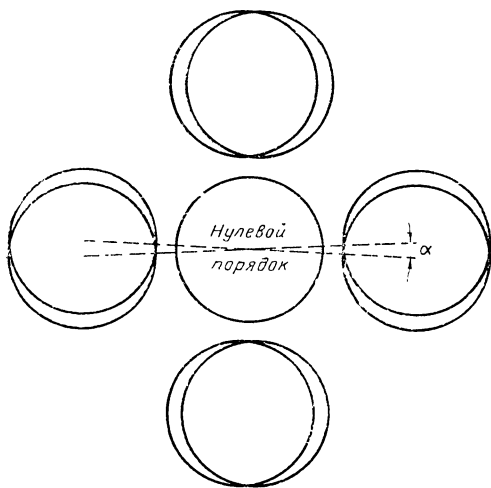


Рис. 4.47. Типичная интерферограмма, возникающая при использовании решетки с двойной частотой (данные Вайанта [28])



**Рис. 4.48.** Альтернативный способ получения бокового сдвига одновременно в сагитальном и тангенциальном направлениях. Две скрещенные дифракционные решетки одинаковой частоты соприкасаются друг с другом и боковой сдвиг изменяется при вращении одной относительно другой на угол  $\alpha$  (данные Вайанта [28])

решеток с двойной частотой, находящихся в контакте и перпендикулярных друг к другу. В настоящее время представляется возможным получить изображение двух взаимно перпендикулярных дифракционных решеток с двойной частотой на одной и той же фотопластинке.

Для получения сдвигов различной величины по методу Риммера и Вайанта [18] используют две скрещенные решетки с одинаковой частотой. В этом случае при небольших поворотах одной из них возникает сдвиг переменной величины. На рис. 4.48 изображено появление сдвиговых интерференционных картин, которые можно сравнить с изображенными

на рис. 4.46. Метод представляется весьма перспективным, если необходимо изменять величину сдвига; он, в частности, был использован для создания компенсационного контроля асферических поверхностей [8].

#### 4.8.2. Интерферометры бокового сдвига, основанные на поляризации света

Если на двулучепреломляющий материал падает луч естественного света, появляются два перпендикулярно поляризованных луча. Интерференция между ними возникнуть не может, так как лучи взаимно некогерентны. Однако, если на такой материал падает луч поляризованного света, выходящие лучи становятся когерентными, и в результате их взаимодействия возникает интерференционная картина. Существуют различные типы поляризационных призм, например, призма Волластона, позволяющая получать два перпендикулярно поляризованных луча из одного плоскополяризованного. Призмы используют во многих схемах интерферометров, в том числе бокового сдвига, подробно описанных в гл. 3.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dutton D., Cornejo A., Latta M. A Semiautomatic Method for Interpreting Shearing Interferograms.— Appl. Opt., 7, 125 (1968).
2. Hariharan P. Simple Laser Interferometer with Variable Shear and Tilt.— Appl. Opt., 14, 1056 (1975).
3. Hariharan P., Sen D. Cyclic Shearing Interferometer.— J. Sci. Instrum., 37, 374 (1960).
4. Keisall D., Thesis, University of London., 1959; Proc. Phys. Soc., 73.465 (1959).

5. **Lenouvel L., Lenouvel F.** Etude des Faisceaux Convergensts.—*Rev. Opt. Theor. Instrum.*, 17, 350 (1938).
6. **Malacara D.** Testing of Optical Surfaces, Ph. D. Thesis.—Institute of Optics, University of Rochester, New York, 1965a.
7. **Malacara D.** Two Lenses to Collimate Red Laser Light.—*Appl. Opt.*, 4, 1652 (1965b).
8. **Malacara D., Mallick S.** Holographic Lateral Shear Interferometer.—*Appl. Opt.*, 15, 2695 (1976).
9. **Malacara D., Mendez M.**—Lateral Shearing Interferometry of Wavefronts Having Rotational Symmetry.—*Opt. Acta*, 15, 59 (1968).
10. **Malacara D., Cornejo A., Murty M. V. R. K.**—A Shearing Interferometer for Convergent or Divergent Beams. *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1, 233 (1975).
11. **Murty M. V. R. K.** The Use of a Single Plane Parallel Plate as a Lateral Shearing Interferometer with a Visible Gas Laser Source.—*Appl. Opt.*, 3, 531 (1964a).
12. **Murty M. V. R. K.** Some Modifications of the Jamin Interferometer Useful in Optical Testing.—*Appl. Opt.*, 3, 535 (1964b).
13. **Murty M. V. R. K.** Fabrication of Fixed Shear Cube Type Shearing Interferometer.—*Bull. Opt. Soc. India*, 3, 55 (1969).
14. **Murty M. V. R. K.** A Compact Lateral Shearing Interferometer Based on the Michelson Interferometer.—*Appl. Opt.*, 9, 1146 (1970).
15. **Murty M. V. R. K., Malacara D.** Some Applications of the Gas Laser as a Source of Light for the Testing of Optical Systems, Proceedings of the Conference on Photographic and Spectroscopic Optics, Tokyo and Kyoto, 1964.—*Jap. J. Appl. Phys.*, 4, Suppl. 1, 106 (1965).
16. **Nyssonen D., Jerke J. M.** Lens Testing with a Simple Wavefront Shearing Interferometer.—*Appl. Opt.*, 12, 2061 (1973).
17. **Rimmer M. P.** A Method for Evaluating Lateral Shearing Interferograms, Itek Corp. Internal Report No 72-5802-1, 1972.
18. **Rimmer M. P., Wyant J. C.** Evaluation of Large Aberrations Using a Lateral-Shear Interferometer Having Variable Shear.—*Appl. Opt.*, 14, 142 (1975).
19. **Ronchi V.** *Ann. Sc. Norm. Super. Pisa*, 15 (1923).
20. **Ronchi V.** Forty Years of History of a Grating Interferometer.—*Appl. Opt.*, 3, 437 (1964).
21. **Saunders J. B.** Measurement of Wavefronts without a Reference Standard I: The Wavefront Shearing Interferometer.—*J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 65B, 239 (1961).
22. **Saunders J. B.** Wavefront Shearing Prism Interferometer.—*J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 68C, 155 (1964a).
23. **Saunders J. B.** Interferometer Test of the 26-Inch Refractor at Leander McCormick Observatory.—*Astron. J.*, 69, 449 (1964b).
24. **Saunders J. B.** Some Applications of the Wavefront Shearing Interferometer, Proceedings of the Conference on Photographic and Spectroscopic Optics, Tokyo and Kyoto, 1964.—*Jap. J. Appl. Phys.*, 4, Suppl. 1, 99 (1965).
25. **Saunders J. B.** A Simple Interferometric Method for Workshop Testing of Optics.—*Appl. Opt.*, 9, 1623 (1970).
26. **Saunders J. B., Bruning R. J.** A New Interferometric Test and Its Applications to the 84-Inch Reflecting Telescope at Kitt Peak National Observatory.—*Astron. J.*, 73, 415, (1968).
27. **Tanner L. H.** Some Laser Interferometers for Use in Fluid Mechanics.—*J. Sci. Instrum.*, 42, 834 (1965).
28. **Wyant J. C.** Double Frequency Grating Lateral Shear Interferometer.—*Appl. Opt.*, 12, 2057 (1973).

#### Дополнительная литература

- Ashton A., Marchant A. C.** A Scanning Interferometer for Wavefront Aberration Measurements.—*Appl. Opt.* 8, 1953 (1969).
- Bates W. J.** A Wavefront Shearing Interferometer.—*Proc. Phys. Soc.*, 59, 940 (1947).
- Briers J. D.** Prism Shearing Interferometer.—*Opt. Technol.*, 1, 196 (1969).

**Briers J. D.** Self-Compensation of Errors in a Lateral Shearing Interferometer.—*Opt. Commun.*, 4, 69 (1971).

**Briers J. D.** Interferometric Testing of Optical Systems and Components: A Review.—*Opt. Laser Technol.*, 4, 28 (1972).

**Brown D. S.** A Shearing Interferometer with Fixed Shear and Its Application to Some Problems in the Testing of Astro-Optics.—*Proc. Phys. Soc.*, B67, 232 (1954).

**Brown D. S.** The Application of Shearing Interferometry to Routine Optical Testing.—*J. Sci. Instrum.*, 32, 137 (1955).

**Bryngdahl O.** Applications of Shearing Interferometry.—In: *Progress in Optics*, Vol. 4, E. Wolf, Ed., North-Holland, Amsterdam, 1964, Chap. II, p. 39.

**De Vany A. S.** Some Aspects of Interferometric Testing and Optical Figuring.—*Appl. Opt.*, 4, 831 (1965).

**De Vany A. S.** Quasi-Ronchigrams as Mirror Transitive Images of Shearing Interferograms.—*Appl. Opt.*, 9, 1477 (1970).

**De Vany A. S.** Using a Murty Interferometer for Testing the Homogeneity of Test Samples of Optical Materials.—*Appl. Opt.*, 10, 1459 (1971).

**De Vany A. S.** Scanning Murty Interferometer for Optical Testing.—*Appl. Opt.*, 11, 1467 (1972).

**Donath E., Carlough W.** Radial Shearing Interferometer.—*J. Opt. Soc. Am.*, 53, 395 (1963).

**Drew R. L.** A Simplified Shearing Interferometer.—*Proc. Phys. Soc.*, B64, 1005 (1951).

**Gates J. W.** Reverse Shearing Interferometry.—*Nature*, 176, 359 (1955).

**Haberland E.** Über Linsenfehler für schiefe Buschel.—*Z. Phys.*, 24, 285 (1924).

**Hariharan P., W. H. Steel, Wyant J. C.** Double Grating Interferometer with Variable Lateral Shear.—*Opt. Commun.*, 11, 317, (1974).

**Kelly J. G., Hargreaves R. A.** A Rugged Inexpensive Shearing Interferometer.—*Appl. Opt.*, 9, 948 (1970).

**Komissaruk V. A.** The Displacement Interferogram in the Case of a Wavefront Having Rotational Symmetry.—*Sov. J. Opt. Technol.*, 36, 456 (1969) (оригинал на русском языке: Оптико-механическая промышленность, 1969, № 7, с. 8).

**Langenbeck P.** Improved Collimation Test.—*Appl. Opt.*, 9, 2590 (1970).

**Langenbeck P.** Modifying a Shear Interferometer to Obtain a Neutral Reference Beam.—*J. Opt. Soc. Am.*, 61, 172 (1971).

**Lohmann A., Bryngdahl O.**—A Lateral Wavefront Shearing Interferometer with Variable Shear.—*Appl. Opt.*, 6, 1934 (1967).

**Murty M. V. R. K.** Interferometry Applied to Testing of Optics.—*Bull. Opt. Soc. India*, 1, 29 (1967).

**Murty M. V. R. K.** A Simple Method of Introducing Tilt in the Ronchi and Cube Type of Shearing Interferometers.—*Bull. Opt. Soc. India*, 5, 1 (1971).

**Saunders J. B.** Measurement of Wavefronts without a Reference Standard. II: The Wavefront Reversing Interferometer.—*J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 66B, 29 (1962).

**Saunders J. B.** A Simple Inexpensive Wavefront Shearing Interferometer.—*Appl. Opt.*, 6, 1581 (1967).

**Sen D., Puntambekar P. N.** Shearing Interferometer for Testing Corner Cubes and Right Angle Prisms.—*Appl. Opt.*, 5, 1009 (1966).

**Thomas D. A., Wyant J. C.** High Efficiency Grating Lateral Shear Interferometer.—*Opt. En.*, 15, 477 (1976).

**Van Rooyen E.** Design for a Variable Shear Prism Interferometer.—*Appl. Opt.*, 7, 2425 (1968).

**Van Rooyen E., Houten V. H. G.** Design of a Wavefront Shearing Interferometer Useful for Testing Large Aperture Optical Systems.—*Appl. Opt.*, 8, 91 (1969).

**Wyant J. C.** Interferometer for Measuring Power Distribution of Ophthalmic Lenses, Itek Corp. Internal Report No. OLTN 70-5, 1971.

**Wyant J. C.** Use of an AC Heterodyne Lateral Shear Interferometer with Real-Time Wavefront Correction Systems.—*Appl. Opt.*, 14 2622 (1975).

**Wyant J. C., Smith F. D.** Interferometer for Measuring Power Distribution of Ophthalmic Lenses.—*Appl. Opt.*, 14, 1607 (1975).



## ГЛАВА 5

# Интерферометры радиального, поворотного и реверсивного сдвига

*Д. Малакара*

### 5.1. ВВЕДЕНИЕ

Хотя наиболее распространенным на сегодня является интерферометр бокового сдвига, в этой главе рассмотрены не менее важные и полезные интерферометры радиального, поворотного и реверсивного сдвигов, воздействие которых на проходящий через них волновой фронт показано на рис. 5.1. Эти интерферометры описаны в обзорных статьях [3, 11, 24] и книгах [2, 6, 37]. В интерферометре радиального сдвига образуются два интерферирующих волновых фронта, имеющие идентичные деформации, но сжатые или расширенные относительно друг друга. Интерферометр поворотного сдвига образует два одинаковых взаимно повернутых волновых фронта. Интерферометр реверсивного сдвига создает два волновых фронта, деформации которых симметричны друг другу относительно диаметра как оси симметрии.

Для анализа работы приборов представим общую функцию волнового фронта в виде (см. прил. 3)

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n \rho^n (a_{nl} \cos l \theta + b_{nl} \sin l \theta), \quad (5.1)$$

где  $(n-l)$  задано и обычно  $l \leq n$ .

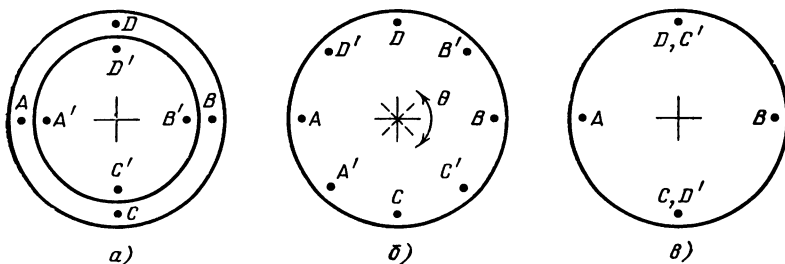


Рис. 5.1. Три метода получения между двумя волновыми фронтами сдвига:  
а — радиального; б — вращения; в — реверсивного

### 5.2. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ РАДИАЛЬНОГО СДВИГА

Работа интерферометров данного типа схематически показана на рис. 5.2. Предположим, что один из волновых фронтов сжат с соотношением  $S_c \leq 1$ , определяемым формулой

$$S_c = \rho / \rho', \quad (5.2)$$

где  $\rho$  и  $\rho'$  — отношения радиального расстояния точки интерференционной картины к максимальному радиусу несжатого и сжа-

того фронтов соответственно. Тогда для сжатого волнового фронта можно записать

$$W(\rho', \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n \rho'^n (a_{nl} \cos l\theta + b_{nl} \sin l\theta). \quad (5.3)$$

Аналогично, если волновой фронт растянут с соотношением  $S_e \geq 1$ , задаваемым формулой

$$S_e = \rho/\rho'', \quad (5.4)$$

имеем

$$W(\rho'', \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n \rho''^n (a_{nl} \cos l\theta + b_{nl} \sin l\theta). \quad (5.5)$$

Из формул (5.3) и (5.5) нетрудно получить выражение для интерференционной картины

$$\text{OPD} = W(\rho', \theta) - W(\rho'', \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n (1 - R^n) \rho'^n (a_{nl} \cos l\theta + b_{nl} \sin l\theta), \quad (5.6)$$

где эффективный радиальный сдвиг определяем как

$$R = S_c/S_e. \quad (5.7)$$

Можно определить и чувствительность интерферометра радиального сдвига в сравнении с интерферометром Тваймана - Грина

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{d \text{OPD} / d \rho'}{d W(\rho', \theta) / d \rho'} = \\ &= \frac{\sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n n \rho'^{n-1} (a_{nl} \cos l\theta + b_{nl} \sin l\theta) (1 - R^n)}{\sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n n \rho'^{n-1} (a_{nl} \cos l\theta + b_{nl} \sin l\theta)}. \end{aligned} \quad (5.8)$$

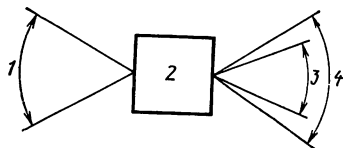


Рис. 5.2. Работа интерферометра радиального сдвига:

1 — контролируемый волновой фронт; 2 — интерферометр радиального сдвига; 3, 4 — волновые фронты с радиальным сдвигом

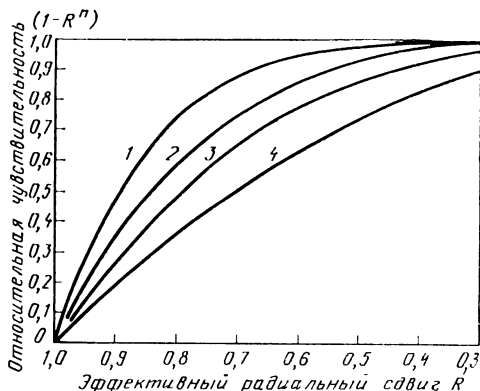


Рис. 5.3. Зависимость относительной чувствительности  $\sigma$  от величины  $R$  радиального сдвига:

1 — сферическая аберрация пятого порядка ( $n=6$ ); 2 — сферическая аберрация третьего порядка ( $n=4$ ); 3 — кома ( $n=3$ ); 4 — астигматизм ( $n=2$ )

Если имеется только одна абберация ( $n, l$ ), относительную чувствительность выражаем как

$$\sigma_{n,l} = 1 - R^n. \quad (5.9)$$

На рис. 5.3 построены ее кривые для некоторых видов аббераций. Нетрудно заметить, что средний эффективный сдвиг  $R$ , равный 0,5, дает очень высокую относительную чувствительность. Отметим, что представленный ниже анализ проведен в масштабе  $\rho'$ , так как это масштаб интерференционной картины.

Если расширение одного из волновых фронтов становится бесконечным ( $S_e \rightarrow \infty, R \rightarrow 0$ ), то получаем такой тип интерферометра, который, как говорят, имеет «взрывающийся» сдвиг. Это явление рассматривалось при описании интерферометров с совмещенным ходом лучей (см. гл. 3).

Интерферограммы радиального сдвига в основном идентичны интерферограммам Тваймана — Грина, рассмотренным в гл. 2, особенно при наличии «чистых» аббераций. Особый интерес представляют волновые фронты с симметрией вращения, наблюдаемые при контроле асферических осесимметричных поверхностей, например, астрономических зеркал. Метод вычисления волнового фронта по интерферограмме радиального сдвига при данных условиях был предложен Малакарой [19].

### 5.2.1. Интерферометры радиального сдвига с однократным прохождением лучей

В интерферометре данного типа лучи проходят через прибор только один раз и образуют два радиально сдвинутых интерферирующих волновых фронта (см. рис. 5.2). Если интерферометр освещается небольшим круговым источником света, степень когерентности между любыми двумя точками на волновом фронте может быть представлена [14, 22] как

$$g_{12} = 2J_1[(2\pi/\lambda)ad]/[(2\pi/\lambda)ad], \quad (5.10)$$

где  $2\alpha$  — угловой диаметр источника, наблюдаемый из рассматриваемого волнового фронта;  $d$  — расстояние между двумя точками этого же фронта, вычисляемое по формуле

$$d = \rho' - \rho'' = \rho'(1 - R). \quad (5.11)$$

Отсюда следует, что для данных двух точек [14]

$$g_{12} = 2J_1[(2\pi/\lambda)(1 - R)\rho'\alpha]/[(2\pi/\lambda)(1 - R)\rho'\alpha]. \quad (5.12)$$

Поскольку контрастность интерференционных полос прямо пропорциональна  $g_{12}$ , в поле зрения получаем картину, аналогичную изображенной на рис. 5.4. Первый минимум видимости возникает, когда аргумент  $x$  функции  $J_1(x)$  становится равным 1,22  $\pi$ . Следовательно, для обеспечения хорошей контрастности по всей интерференционной картине угловой полудиаметр кругового

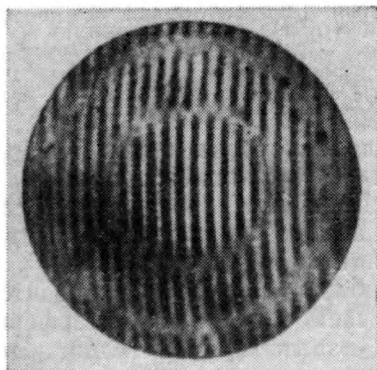


Рис. 5.4. Изменение контрастности интерференционных полос в интерферометре радиального сдвига с большим источником [14]

шим прибор, показанный на рис. 5.5. По существу это интерферометр Жамена, но в нем используются сходящийся свет и линзовый мениск на пути одного из пучков. Во втором пучке установлена компенсирующая параллельная пластина.

Другой вариант интерферометра разработан Харихараном и Сеном [15] (рис. 5.6). Он состоит из плоскопараллельного светоделиителя  $P$  и двух плоских зеркал  $M_1$  и  $M_2$ . Радиальный сдвиг образуется линзами  $L_1$  и  $L_2$ , сфокусированными на поверхность светоделиителя и имеющими различные фокусные расстояния  $f_1$  и  $f_2$  при  $f_2 > f_1$ ,

$$R = f_1/f_2. \quad (5.14)$$

Две линзы можно заменить одной, однако в этом случае усложняется устранение аберрации системы.

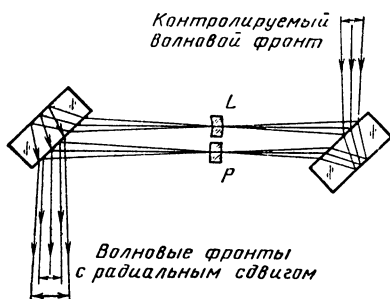


Рис. 5.5. Интерферометр радиального сдвига Брауна

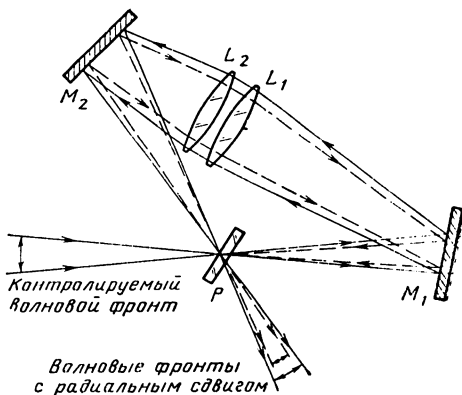


Рис. 5.6. Интерферометр радиального сдвига Харихарана и Сена

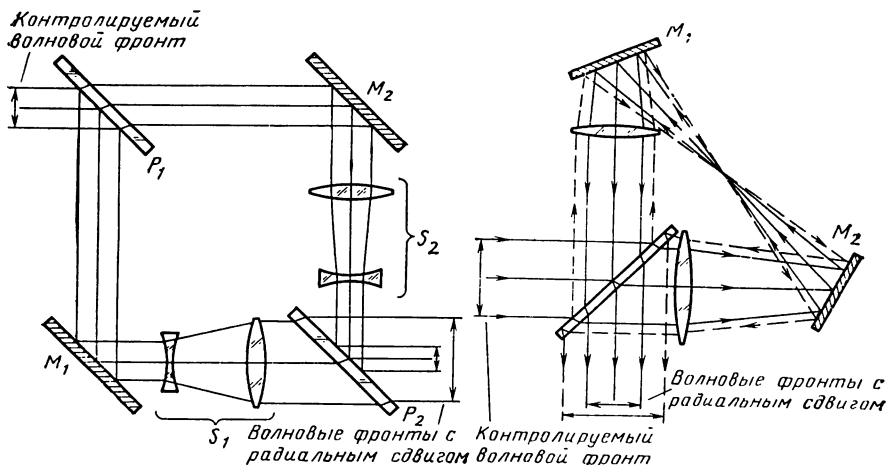


Рис. 5.7. Использование телескопической системы в интерферометре Маха — Цендера для получения радиального сдвига

Рис. 5.8. Циклический интерферометр радиального сдвига с коллимированным ходом лучей

Видимость картины равна единице, если оба пучка имеют одинаковую энергетическую освещенность. Поскольку они расширяются неодинаково, то это возможно, если коэффициенты отражения ( $\mathcal{R}$ ) и пропускания ( $\mathcal{F}$ ) светоделителя удовлетворяют условию

$$\mathcal{R}/\mathcal{F} = (f_2/f_1)^2. \quad (5.15)$$

Харихаран и Сен [17] успешно использовали такой интерферометр для контроля микрообъектов.

Мерти [21] предложил ряд устройств для получения радиального сдвига. В одном из них, основанном на интерферометре Маха — Цендера, используются телескопические системы  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 5.7). Эффективный радиальный сдвиг  $F$  определяется выражением  $1/M^2$ , где  $M$  — увеличение каждой из телескопических систем.

Другая система (рис. 5.8) является циклическим интерферометром и напоминает интерферометр Харихарана и Сена, но в ней использован параллельный ход лучей.

Большой интерес и практическое значение представляет устройство [21], основанное на сужении и расширении числовой апертуры полусферической линзой (рис. 5.9). Используя этот принцип, Мерти на основе циклической конфигурации разработал интерферометры, изображенные на рис. 5.10 и 5.11. Полу-

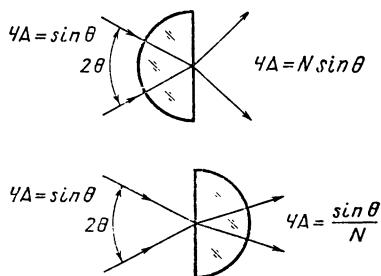


Рис. 5.9. Увеличение и уменьшение числовой апертуры (ЧА) с помощью полусферической линзы

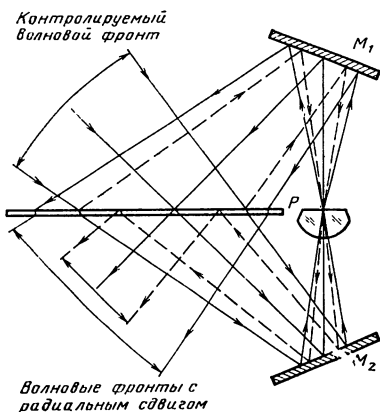


Рис. 5.10. Циклический интерферометр радиального сдвига Мерти

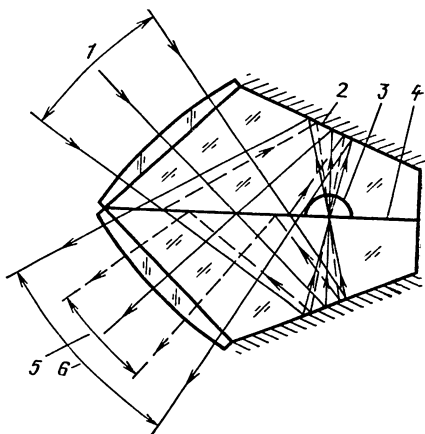


Рис. 5.11. Интерферометр радиального сдвига Мерти «жесткой» конструкции:

1 — контролируемый волновой фронт; 2 — металлическое покрытие; 3 — полусферическое углубление; 4 — светоделитель; 5, 6 — волновые фронты с радиальным сдвигом

сферическое углубление во втором приборе оставляют пустым или заполняют маслом для получения радиального сдвига нужной величины. Брингдаль описал [7, 8] некоторые нетрадиционные типы интерферометров радиального сдвига со ступенчато-прерывными волновыми фронтами.

### 5.2.2. Интерферометры радиального сдвига с двойным прохождением лучей

Схема такого устройства приведена на рис. 5.12. Вспомним, что в интерферометрах с однократным прохождением лучей (см. рис. 5.2) образуются две интерференционные картины: одна — светом, проходящим через прибор, другая — светом, отраженным от него. Если бы отраженная интерференционная картина присутствовала и в интерферометре с двойным прохождением пучков, то вид в поле зрения был бы предельно сложным вследствие взаимодействия четырех лучей вместо двух. Эту проблему можно устранить, если два сдвинутых когерентных волновых фронта, освещающие контролируемую систему, после первого прохожде-

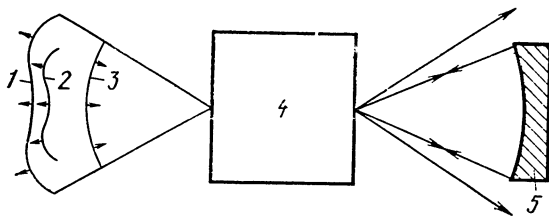
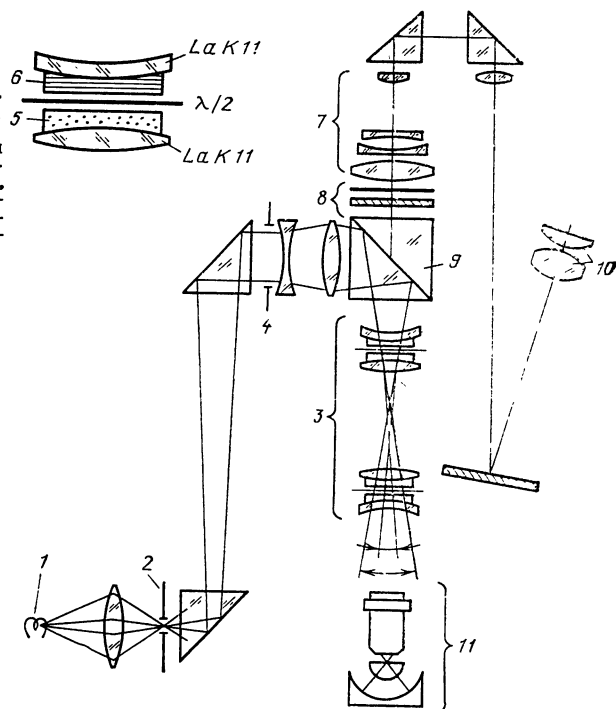


Рис. 5.12. Интерферометр радиального сдвига с двойным прохождением лучей:

1, 2 — выходящие волновые фронты с радиальным сдвигом; 3 — входящий сферический волновой фронт; 4 — интерферометр радиального сдвига с двойным прохождением лучей; 5 — контролируемая система

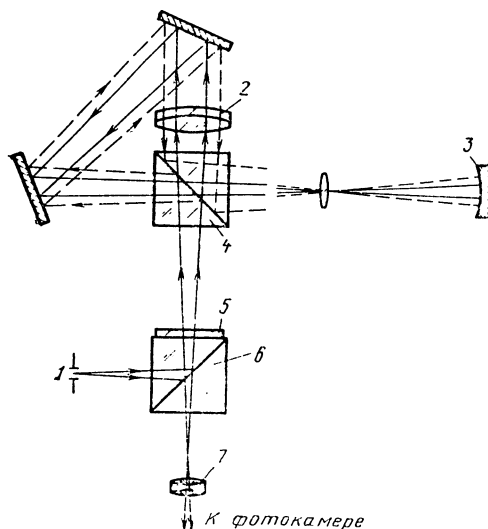
**Рис. 5.13. Интерферометр радиального сдвига Стила с двойным прохождением лучей для контроля микрообъективов:**

1 — лампа; 2 — ирисовая диафрагма; 3 — линзы из кальцита; 4 — полевая диафрагма; 5, 6 — кальцит; 7 — телескопическая система с переменным фокусным расстоянием; 8 — фильтр; 9 — поляризационный светоделитель; 10 — окуляр; 11 — контролируемый объектив и система Дайсона



ния не будут интерферировать друг с другом из-за наличия, например, взаимно перпендикулярной поляризации света. Как указывали Браун [4] и позднее Стил [36], требования к пространственной когерентности в интерферометрах с двойным прохождением лучей значительно снижаются, так как они в основном скомпенсированы для данного размера источника света. Поверхность источника делают приблизительно в 3 раза больше, чем в интерферометрах с однократным прохождением [4], и этим добиваются почти десятикратного увеличения освещенности в приборе.

Два интерферометра такого типа были разработаны Стилом для контроля микрообъективов. Один из этих интерферометров изображен на рис. 5.13 [36]. Радиальный сдвиг в нем образуется двумя двулучепреломляющими системами, каждая из которых состоит из двух кальцитовых компонентов, расположенных между стеклянными линзами. Коэффициенты преломления стекла марки «Шотт La K 11» и обыкновенного луча в кальците соответствуют друг другу, что позволяет устранить хроматическую aberrацию всей линзы. Кальцитовые линзы рассчитаны с небольшими внеосевыми погрешностями одинаковыми радиусами кривизны вогнутых сторон и делятся на две части плоскими поверхностями. Оптические оси обеих половин перпендикулярны друг другу, и плоскости поляризации между ними повернуты на  $90^\circ$  с помощью



**Рис. 5.14. Интерферометр радиального сдвига Стила с двойным прохождением лучей:**

*1 — источник света; 2 — микро-объектив; 3 — контролируемая система; 4 — поляризационный светоделитель 2; 5 — четверть-волновая пластина; 6 — поляри-зационный светоделитель 1; 7 — объектив*

полуволновой пластины, так что обыкновенный луч в первой половине остается обыкновенным и во второй. В целом двулучепреломляющие системы имеют такую относительную ориентацию, при которой обыкновенный луч первой системы становится необыкновенным во второй, и наоборот.

Эти системы должны удовлетворять следующим условиям: а) видимая точка расхождения двух радиально сдвинутых волновых фронтов должна быть на определенном (16 см) расстоянии от объектива микроскопа и б) фокальная плоскость всей двулучепреломляющей системы должна совпадать с выходным зрачком объектива микроскопа, лежащим в его задней фокальной плоскости. По причинам, изложенным в гл. 2, перед микрообъективом устанавливают систему Дайсона. Так как интерференционные полосы должны наблюдаться в выходном зрачке объектива, при контроле используют телескопическую систему.

Второй интерферометр Стила [37] изображен на рис. 5.14. Он подобен интерферометру Харихарана и Сена, за исключением того, что две линзы заменены одной из микрообъектива небольшого увеличения.

Поляризационный светоделитель 1 и четвертьволновая пластина формируют пучок с круговой поляризацией света. Отразившись от контролируемой системы (будем при этом считать ее качественной), лучи меняют направление вращения поляризации на противоположное и на выходе из прибора попадают в фотокамеру. При наличии дефектов у контролируемой системы между двумя радиально сдвинутыми и перпендикулярно поляризованными лучами возникает оптическая разность хода. Возвращающийся свет будет иметь не круговую, а эллиптическую поляризацию, образующую в фотоаппарате темные зоны (интерференционные полосы).



### 5.2.3. Лазерные интерферометры радиального сдвига

Описанные выше интерферометры радиального сдвига сконструированы для белого света, так как лучи в них проходят одинаковые пути. Такие приборы используют с обычными источниками излучения; заменив последние лазером, можно создать схему неравноплечего интерферометра.

Конструкция интерферометра с лазерным источником света очень упрощается, но возникают некоторые новые проблемы, прежде всего из-за появления в картине большого количества побочных интерференционных полос вследствие отражений от поверхности линзы и стеклянных пластин.

Первый лазерный интерферометр радиального сдвига, по-видимому, был разработан Сомом [35] (рис. 5.15). Недостатком данной схемы является несовпадение мнимых точек  $P_1$  и  $P_2$  начала двух волновых фронтов [26]. В результате идеальная контролируемая система образует концентрические круговые интерференционные полосы, подобные кольцам Ньютона, и исследование интерферограмм с использованием такой картины в качестве эталона становится трудным. Мерти показал, что для облегчения анализа при контроле идеальной оптической системы должно наблюдаться свободное от полос поле или серия прямых интерференционных полос.

Для реализации сказанного, Мерти и Шакла [26] модифицировали конструкцию Сомы и предложили интерферометр, в котором одна из отражающих поверхностей сферическая (рис. 5.16). Если  $a$  и  $b$  — соответственно расстояния от вогнутого и плоского

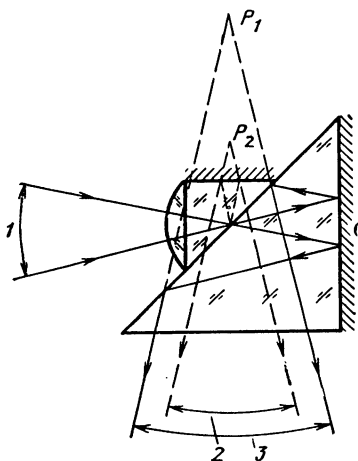


Рис. 5.15. Лазерный интерферометр радиального сдвига Сомы:

1 — контролируемый волновой фронт; 2, 3 — волновые фронты с радиальным сдвигом

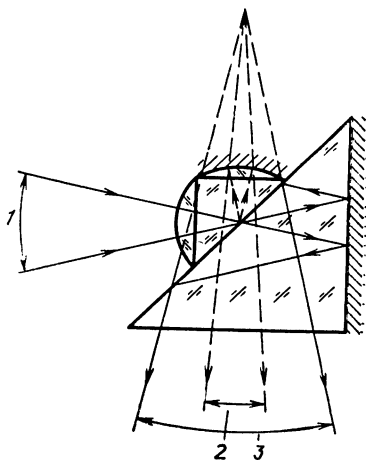


Рис. 5.16. Лазерный интерферометр радиального сдвига Мерти:

1 — контролируемый волновой фронт; 2, 3 — волновые фронты с радиальным сдвигом

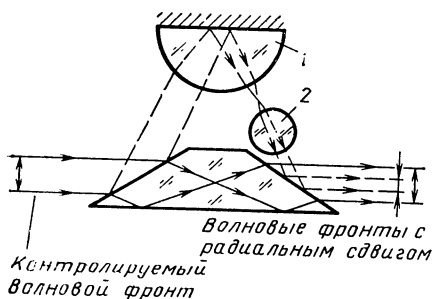
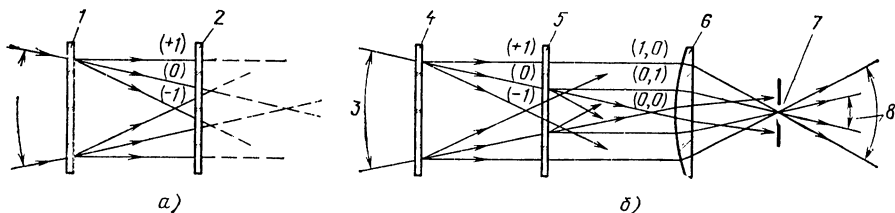


Рис. 5.17. Лазерный интерферометр радиального сдвига Стила:

1, 2 — сферы

Рис. 5.18. Голографический интерферометр радиального сдвига:

1, 4 — зонные пластины Габора; 2 — фотопластина; 3 — контролируемый волновой фронт; 5 — голограмма; 6 — линза; 7 — точечная диафрагма; 8 — волновые фронты с радиальным сдвигом



зеркал до центра светоделительной поверхности, радиус кривизны отражающей поверхности должен быть

$$r = (2b - a) a / (b - a). \quad (5.16)$$

Эффективный радиальный сдвиг в этом случае

$$R = a / (2b - a). \quad (5.17)$$

Такой интерферометр можно легко сконструировать, если использовать светоделительный кубик. В идеальном случае отражающая поверхность должна быть гиперболической, при этом реальная сферическая поверхность вносит небольшое количество сферической аберрации волнового фронта, определяемое [27] выражением

$$\text{OPD} = -Na^4 b^2 \alpha^4 / [(b - a)^2 r^3], \quad (5.18)$$

где  $N$  — показатель преломления стекла;  $\alpha$  — числовая апертура, уменьшение которой повышает точность контроля.

Малакара и др. [20] разработали интерферометр бокового сдвига для сходящихся и расходящихся лазерных лучей с использованием плосковогнутой призматической стеклянной пластины. В нем, как и в предыдущем приборе, образуются радиальный и боковой сдвиги.

На рис. 5.17 изображен лазерный интерферометр радиального сдвига Стила [38]. Два луча разделяются и снова соединяются на гранях призмы, устраняя тем самым возможность появления нежелательных интерференционных полос на второй поверхности светоделителя. Диаметр одного из пучков уменьшается телескопической системой с увеличением 5,5×. Преимущество используе-

мых стеклянных сфер заключается в простоте их юстировки по отношению к пучку, а недостаток — в том, что они вносят сферическую абберацию. Необходимо отметить, что одновременно с радиальным в этом интерферометре наблюдается реверсивный сдвиг, так как один из волновых фронтов повернут на  $180^\circ$  относительно другого.

Простой голографический интерферометр радиального сдвига разработан Фурье и Малакарой [9, 10] (рис. 5.18, а). Для его создания сначала необходимо сфотографировать интерференцию между сходящимся и плоским волновыми фронтами и изготовить зонную пластину Габора с численной апертурой, соответствующей апертуре интерферометра. Затем пластину освещают сходящимся волновым фронтом. Если точка его сходимости точно совпадает с фокусом зонной пластинки, то дифрагированные лучи ( $+1$ ) выйдут параллельным пучком. Поместив фотопластинку за зонной пластинкой и проявив ее после экспонирования, получаем голограмму. Сходящийся пучок нулевого порядка служит при контроле опорным, а дифрагированный параллельный пучок ( $+1$ ) — рабочим. Если поместить голограмму точно в ее первоначальное положение (рис. 5.18, б), то в результате реконструкции после нее выйдет параллельный пучок ( $0,1$ ). Падающий на нее параллельный луч проходит через голограмму, сохраняя свою параллельность ( $1,0$ ). В результате мы имеем два параллельных пучка с различными увеличениями, образующими интерферометр радиального сдвига. Все нежелательные дифрагированные лучи отфильтровываются линзой и точечной диафрагмой в ее фокусе. Можно показать, что все погрешности формы стеклянных пластин автоматически устраняются. Наклон и расфокусировку в приборе можно легко получить соответственно небольшими боковыми и продольными перемещениями зонной пластинки Габора. На рис. 5.19 изображена интерферограмма, полученная с помощью такого интерферометра.

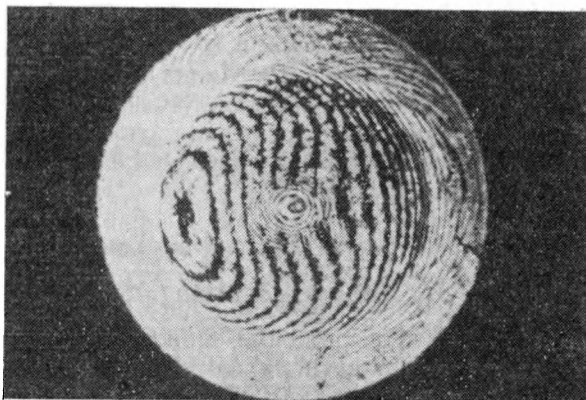


Рис. 5.19. Интерферограмма, полученная в голографическом интерферометре [10]

### 5.3. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ПОВОРОТНОГО СДВИГА

Пусть волновой фронт представлен функцией  $W(\rho, \theta)$ . Интерферометром поворотного сдвига называют прибор, который выполняет поворот одного волнового фронта относительно другого с получением интерферограммы, определяемой выражением

$$\text{OPD}(\rho, \theta) = W(\rho, \theta - \varphi/2) - W(\rho, \theta + \varphi/2), \quad (5.19)$$

где  $\varphi$  — поворот одного волнового фронта относительно другого.

Если фронт задан общим выражением (5.1), можно записать

$$\begin{aligned} \text{OPD}(\rho, \theta) = & \sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n \rho^n \{ a_{nl} [\cos l(\theta - \varphi/2) - \cos l(\theta + \varphi/2)] + \\ & + b_{nl} [\sin l(\theta - \varphi/2) - \sin l(\theta + \varphi/2)] \}, \end{aligned} \quad (5.20)$$

где  $n$  и  $l$  — оба четные или нечетные.

Интересно отметить, что при  $l=0$  все члены выражения (5.20) исключаются, а это, как и следовало ожидать, делает сдвиговой интерферометр нечувствительным к осесимметричным волновым фронтам. Суммирование в указанном выше выражении начинается с  $n=l=1$ . Если предположить, что аберрации вносятся осесимметричной оптической системой, получим волновой фронт, симметричный относительно тангенциальной плоскости ( $y-z$ ), и поэтому все коэффициенты  $b_{nl}$  станут равны нулю. Тогда имеем

$$\begin{aligned} \text{OPD}(\rho, \theta) = & \sum_{n=1}^k \sum_{l=1}^n \rho^n a_{nl} \left[ \cos l\left(\theta - \frac{\varphi}{2}\right) - \cos l\left(\theta + \frac{\varphi}{2}\right) \right] = \\ = & \sum_{n=1}^k \sum_{l=1}^n 2\rho^n a_{nl} \sin l\theta \sin \frac{l\varphi}{2}. \end{aligned} \quad (5.21)$$

В этом выражении имеются только две аберрации первого порядка — астигматизм ( $n=2, l=2$ ) и кома ( $n=3, l=1$ ). Присутствует еще и наклон волнового фронта ( $n=1, l=1$ ) относительно оси  $x$ , которым можно пренебречь. В этом случае получаем новое уравнение

$$\text{OPD}(\rho, \theta) = 2a_{22} \rho^2 \sin 2\theta \sin \varphi + 2a_{31} \rho^3 \sin \theta \sin (\varphi/2), \quad (5.22)$$

которое можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \text{OPD}(\rho, \theta) = & 2a_{22} \rho^2 \cos 2(\theta + \pi/4) \sin \varphi + \\ & + 2a_{31} \rho^3 \cos(\theta + \pi/2) \sin(\varphi/2). \end{aligned} \quad (5.23)$$

Анализируя последнее выражение, можно получить соотношение чувствительностей  $\sigma_{\text{аст}}$  к астигматизму интерферометра данного типа и прибора Тваймана — Грина [25]:

$$\sigma_{\text{аст}} = 2 \sin \varphi. \quad (5.24)$$

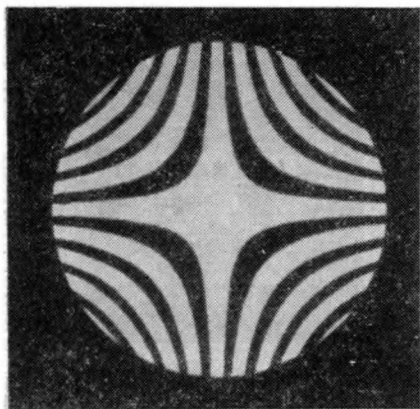


Рис. 5.20. Интерферограмма с астигматизмом фронта, полученная в интерферометре сдвига вращения с максимальной чувствительностью ( $\varphi=90^\circ$ ,  $a_{22}=2\lambda$ )

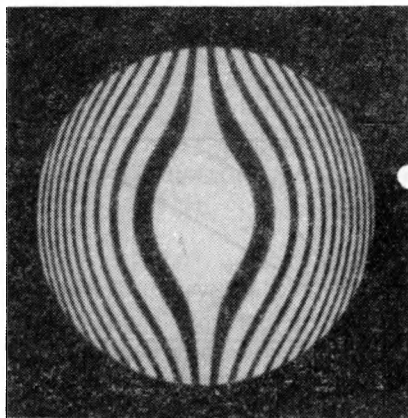


Рис. 5.21. Интерферограмма при коме, полученная в интерферометре сдвига вращения с максимальной чувствительностью ( $\varphi=180^\circ$ ,  $a_{31}=5\lambda$ )

При этом важно отметить, что интерференционная картина здесь повернута на  $45^\circ$  относительно картины Тваймана — Грина (рис. 5.20), а также то, что интерферометры поворотного сдвига нечувствительны к реальной расфокусировке. Мнимый фокус таков, что наблюдаемая интерференционная картина подобна картине Тваймана — Грина в промежуточном фокусе между тангенциальным и сагиттальным фокусами.

Относительную чувствительность прибора к коме определяем [25] как

$$\sigma_{\text{кома}} = 2 \sin(\varphi/2). \quad (5.25)$$

Интерференционная картина повернута на  $90^\circ$  относительно соответствующей интерферограммы Тваймана — Грина (рис. 5.21). В такую интерференционную картину расфокусировка не может быть введена. Кривые относительных чувствительностей  $\sigma_{\text{аст}}$  и  $\sigma_{\text{кома}}$  к астигматизму и коме соответственно, изображены на рис. 5.22, из которого видно, что способность интерферометра поворотного сдвига обнаруживать астигматизм и кому зависит от величины поворотного сдвига  $\varphi$ . Так, при  $\varphi=180^\circ$  чувствительность к коме максимальна, а к астигматизму — минимальна. Кстати, кому можно устранить, а астигматизм удвоить, если использовать небольшое плоское зеркало, заставляющее волновой фронт пройти через оптическую систему дважды. Фронт падает сначала на контролируемую систему (вогнутое зеркало), затем отражается от небольшого плоского зеркала вблизи центра кривизны вогнутого зеркала и возвращается по тому же пути.

При этом важно правильно понимать различие между двумя похожими процессами, в которых выделяются или симметричные (четная степень  $\cos\theta$ ), или несимметричные (нечетная степень

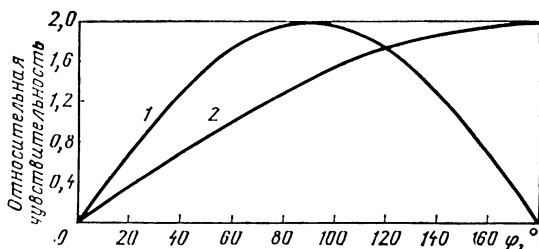


Рис. 5.22. Зависимость относительной чувствительности к астигматизму и коме в интерферометре сдвига вращения:

1 — астигматизм; 2 — кома

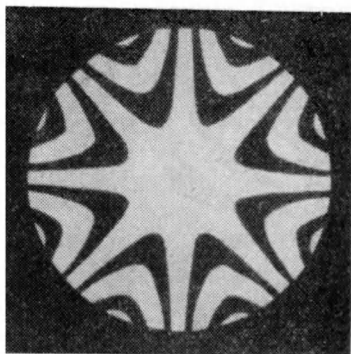


Рис. 5.23. Интерферограмма зеркала с четырьмя ребрами в интерферометре сдвига вращения с максимальной чувствительностью ( $\varphi = 45^\circ$ ,  $a_{24} = 4\lambda$ )

$\cos \theta$ ) компоненты волнового фронта. Для выделения асимметричных компонентов фронт интерферирует со своим изображением, развернутым на  $180^\circ$ . Для выделения симметричных компонентов волновой фронт поворачивается на  $180^\circ$ , снова проходит через контролируемую оптическую систему для удвоения погрешностей симметрии и устранения несимметричных компонентов и интерферирует с неаберрированным волновым фронтом. Эти два процесса были исследованы Харихараном и Сеном [16] (см. гл. 7). Мерт и Хагеротт сообщили об интересном примере контроля легкого ребристого зеркала. При полировании такого зеркала участки его поверхности непосредственно над ребрами, как правило, находятся ниже, а между ребрами — выше теоретического профиля. Астигматизм детали такого типа ( $n=2$ ,  $l=n$ ) при контроле ее на интерферометре поворотного сдвига приводит к

$$\text{OPD} = 2\rho^n a_{nl} \sin m\theta \sin(m\varphi/2), \quad (5.26)$$

где  $m$  — число ребер. Следует отметить, что  $n$  и  $m$  — оба четные или нечетные. Максимальная относительная чувствительность равна 2 и проявляется при  $\varphi = 45^\circ$  (рис. 5.23).

### 5.3.1. Размеры источников некомпенсированных интерферометров поворотного сдвига

Степень когерентности  $g_{12}$  однородного кругового источника с угловым диаметром  $2\alpha$  определяется уравнением (5.10). Для обеспечения хорошей контрастности интерференционных полос диафрагмы интерферометра должны иметь определенный размер. Если точка волнового фронта сдвинута на угол  $\varphi$ , расстояние между двумя интерферирующими точками

$$d = 2\rho \sin(\varphi/2). \quad (5.27)$$

Подставляя значение  $d$  в уравнение (5.10), получим

$$g_{12} = \frac{2J_1 [(4\pi/\lambda) \alpha \rho \sin(\varphi/2)]}{(4\pi/\lambda) \alpha \rho \sin(\varphi/2)}. \quad (5.28)$$

По причинам, изложенным в п. 5.2.1, для хорошего контраста интерференционной картины величина  $\alpha$  должна удовлетворять условию [25]

$$\alpha \leq 1,22 \lambda / [2D \sin(\varphi/2)], \quad (5.29)$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка интерферометра.

Мерти и Хагеротт разработали на базе интерферометра Жамена устройство бокового сдвига (рис. 5.24) с двумя одинаковыми призмами Дове между толстыми стеклянными пластинами. Объектив  $L_1$  микроскопа коллимирует свет от точечного источника, а интерференционная картина наблюдается через микрообъектив  $L_2$ . Один из волновых фронтов поворачивается на угол  $2\alpha$  при повороте соответствующей призмы Дове на угол  $\alpha$ .

Обычный интерферометр Тваймана — Грина можно превратить в установку поворотного сдвига для контроля волновых фронтов, для чего заменяют зеркало в одной из ветвей угловым отражателем или ретрорефлектором типа «кошачий глаз», получая сдвиг вращения на  $180^\circ$  [23]. Армитаж и Лохманн [1] предложили использовать в качестве оборачивающих элементов вместо плоских зеркал две крышеобразные призмы (рис. 5.25). Величина поворотного сдвига изменяется на  $\varphi$  при вращении одной из призм вокруг оптической оси на угол  $\varphi/2$ . Контролируемый волновой фронт коллимируется линзой  $L_1$  или, если проверяют саму линзу  $L_1$ , используют точечную диафрагму. Линзы  $L_2$  и  $L_3$  создают на экране изображение входного зрачка  $L_1$ . Для получения высокой когерентности оба луча должны быть одинаково поляризованы. Это условие нарушается при

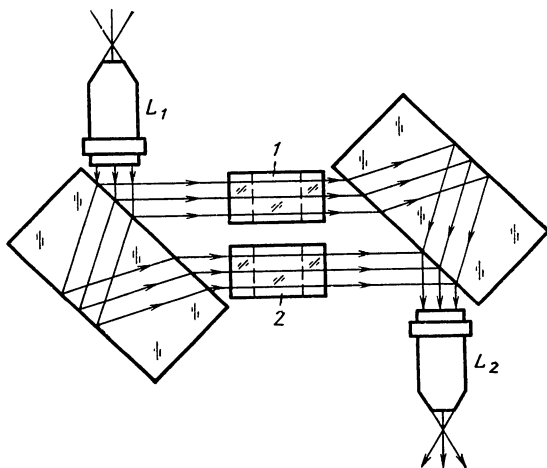
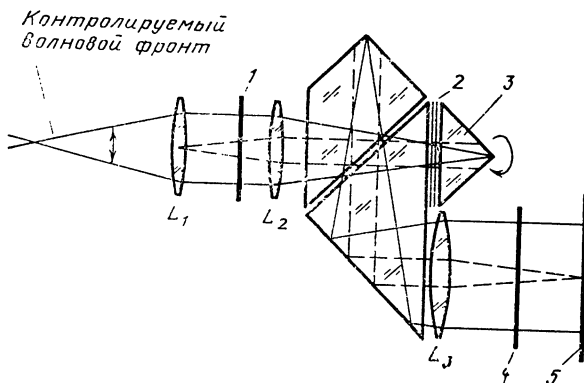


Рис. 5.24. Интерферометр сдвига вращения Мерти и Хагеротта:

1, 2 — призмы Дове



**Рис. 5.25. Интерферометр сдвига вращения Армитажа и Лохманна:**

1 — поляризатор под нулевым углом; 2 — две четвертьволновые пластины; 3 — вращающаяся призма с крышей; 4 — поляризатор под нулевым углом; 5 — экран

повороте крышеобразной призмы на угол  $\varphi/2$ . Для его выполнения на входе и выходе интерферометра устанавливают два поляризатора, оба под нулевым углом. В схему также вводят две четвертьволновые пластины: одну под углом  $45^\circ$  к оси интерферометра, другую — под тем же углом к линии пересечения граней крыши призмы. Между четвертьволновыми пластинами свет имеет круговую поляризацию, а внутри призмы он линейно поляризован и колеблется в плоскости, параллельной ребру крыши. После возвращения луча в основную часть прибора прежнее направление линейной поляризации восстанавливается независимо от положения поворотной крышеобразной призмы.

Другой интерферометр, предложенный Армитажем и Лохманом [1], основан на циклическом интерферометре Саньяка. В нем угол поворотного сдвига  $\varphi$  образуется поворотом призмы Дове на угол  $\varphi/4$  в пределах замкнутой петли интерферометра.

Хотя модифицированный интерферометр Физо, разработанный Сеном и Пунтамбекаром [33, 34], не предназначен для образования поворотного сдвига, последний происходит в нем с поворотом на  $180^\circ$ . Этот прибор и его применение для контроля сферических поверхностей описаны в гл. 7 [28].

### 5.3.2. Размер источника скомпенсированного интерферометра поворотного сдвига

Большой источник света, как правило, нельзя применять в связи с проблемой когерентности, рассмотренной в предыдущем параграфе. Единственный способ обеспечения высокого контраста при большом источнике состоит в получении двух изображений источника, совпадающих по положению и ориентации. Изображения контролируемого объекта при этом должны быть сдвинуты относительно друг друга. Для этого волновые фронты перед объектом контроля сдвигают на величину, равную основному сдвигу после детали, но в противоположном ему направлении. Оба сдвига взаимонеприемлемы с точки зрения когерентности, а информация об объекте заключена только во втором сдвиге. Эти рассуждения, подобные уже приводившимся в п. 5.2.2 для интерферометров



радиального сдвига, были развиты Армитажем и Лохманном [1] при разработке нескольких типов скомпенсированных интерферометров. Предложенные ими системы в основном включают два симметрично расположенных идентичных интерферометра с контролируемым объектом между ними.

Как уже говорилось в п. 5.2.2, такая же компенсация может быть получена при использовании интерферометра поворотного сдвига с двойным прохождением лучей.

#### 5.4. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ РЕВЕРСИВНОГО СДВИГА

Обращение волнового фронта относительно оси вращения показано на рис. 5.26, где точка  $P$  переходит в точку  $P'$  в соответствии с уравнениями трансформации:

$$\rho' \sin \theta' = \rho \sin \theta; \quad (5.30)$$

$$\rho' \cos \theta' = S - \rho \cos \theta. \quad (5.31)$$

Такое обращение эквивалентно обращению относительно оси  $x$ , которое сопровождается боковым сдвигом  $S$  в направлении оси  $y$ . Если волновой фронт определяется уравнением (5.1), уравнение интерферограммы для интерферометра реверсивного сдвига

$$\text{OPD} = W(\rho, \theta) - W(\rho', \theta'). \quad (5.32)$$

Запишем волновой фронт, в котором есть только aberrации первого порядка, следующим выражением:

$$W(\rho, \theta) = a_{20} \rho^2 + a_{40} \rho^4 + a_{31} \rho^3 \cos \theta + a_{22} \rho^2 \cos 2\theta + a_{11} \rho \cos \theta, \quad (5.33)$$

где представлены дефокусировка, сферическая aberrация, кома, астигматизм и наклон относительно оси  $x$  соответственно.

Очевидно, что при соподнесении оси реверсии с осью  $x$  ( $S=0$ ) интерферометр реверсивного сдвига не чувствителен к симметричным aberrациям, таким, как дефокусировка ( $a_{20}$ ), сферическая aberrация ( $a_{40}$ ) и астигматизм ( $a_{22}$ ). Однако, если ось реверсии сдвинуть на величину  $S/2$  (см. рис. 5.26), чувствительность прибора и вид интерференционной картины станут аналогичными тому, что мы имеем в интерферометре с боковым сдвигом  $S$ . Тогда

$$\text{OPD} = 2a_{31} \rho^2 \cos \theta + 2a_{11} \rho \cos \theta. \quad (5.34)$$

Относительная чувствительность интерферометра реверсивного сдвига при  $S=0$  к асимметричным aberrациям (к коме и наклону к оси  $x$ ) равна 2.

Если интерферометр не скомпенсирован для размера источника света, т. е. если реверсия влияет не только на контролируемый объект, но и на источник света, контраст интерференционных по-

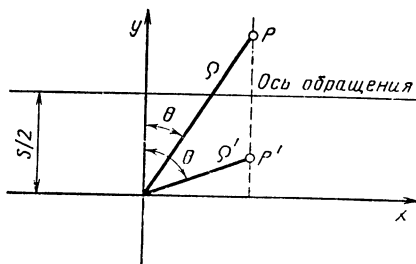


Рис. 5.26. Обращение волнового фронта (Правильно: нижняя  $\theta'$ )

лос определяют из уравнения (5.10) [23]. Расстояние между двумя любыми интерферирующими точками равно  $2\rho \cos \theta - S$ , и, следовательно, максимальное его значение определяется как

$$d = D + S, \quad (5.35)$$

где  $D$  — диаметр волнового фронта. Тогда максимальный угловой диаметр точечного отверстия равен

$$\alpha \leq 1,22 \lambda / (D + S). \quad (5.36)$$

Прибором такого типа является например, интерферометр Тваймана — Грина с прямоугольной призмой в одной из ветвей.

#### 5.4.1. Призменные интерферометры реверсивного сдвига

В этом параграфе рассмотрены три различных призменных интерферометра реверсивного сдвига. Они представляют собой варианты основной схемы с призмой, изобретенной Кестерсом [18], который показал, что любая комбинация двух абсолютно одинаковых призм может быть использована в интерферометре при условии, когда один из углов призмы, примыкающих к общей поверхности, равен точно половине угла, противоположного ей.

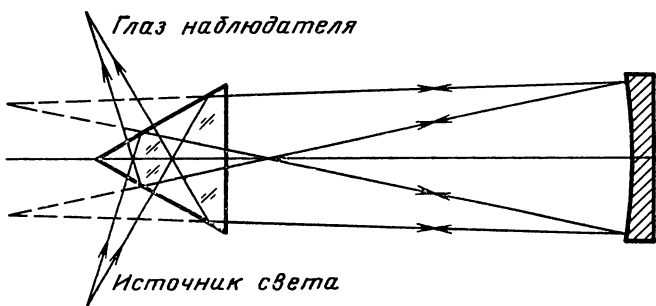
Первый интерферометр предложен Гейтсом [13], который применил систему Кестерса (рис. 5.27). В нем использованы две призмы с углами 30, 60 и 90°. Линия пересечения светоделительной плоскости с оптической системой определяет ось реверсии. Боковой сдвиг  $S$  образуется, если ось реверсии не совпадает с диаметром контролируемой оптической системы. Наклоняя контролируемое зеркало, можно изменять расстояние между интерференционными полосами. Схема применима и для контроля линзы, если за последней поместить автоколлимационное плоское зеркало.

Такой интерферометр скомпенсирован для белого света, так как оптические пути в нем абсолютно равны, и на размер источника; однако на практике этот размер ограничен значением  $\sim 0,5$  мм из-за неточностей конструкции прибора.

Используя тот же принцип, Гейтс [12] предложил схему со светоделительным кубиком (рис. 5.28). Эту систему, однако, можно применять только для контроля оптических систем с малой числовой апертурой.

Общими недостатками интерферометров Гейтса является то, что мнимый источник света и изображение немного не совпадают и на выходной плоскости призмы возможно наличие аберраций. Они отсутствуют в системе призм, разработанной Сондерсом [29] (рис. 5.29). Применение его прибора для контроля оптических систем показано на рис. 5.30, *a* и *б* и подробно описано в работах [30, 31, 39].

Другой интерферометр реверсивного сдвига, используемый для контроля линз, описан Вецманом [40] и позднее Мерти [22]



5.27. Интерферометр реверсивного сдвига Кестерса

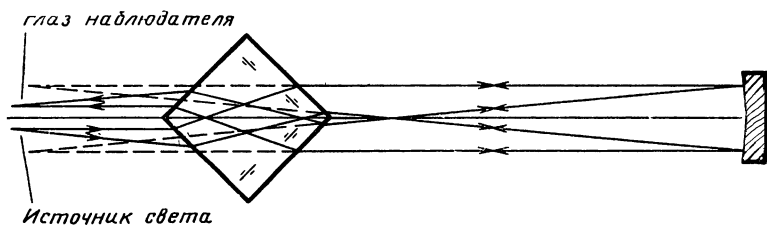


Рис. 5.28. Интерферометр реверсивного сдвига Гейтса

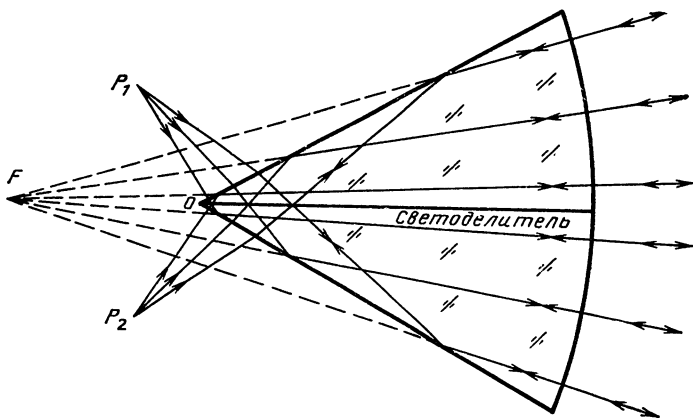


Рис. 5.29. Призменная система Сондерса

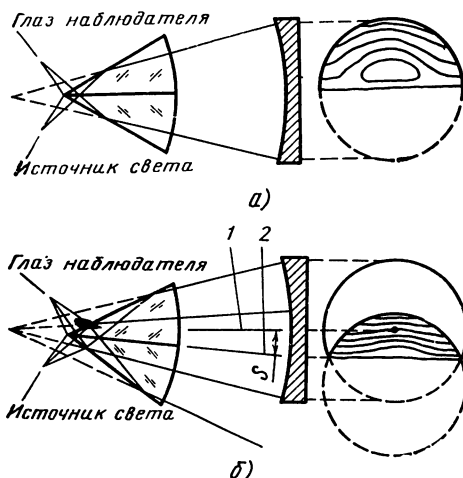


Рис. 5.30. Интерферометр реверсивного сдвига  
Сондерса:

1 — ось зеркала; 2 — ось призмы

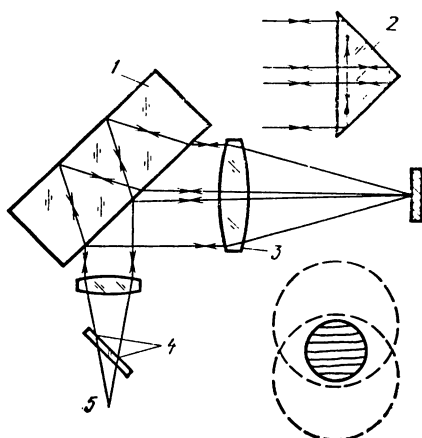


Рис. 5.31. Модифицированный интерферометр Жамена для контроля линз и призм:  
1 — плоскопараллельная пластина, 2 —  
угловой отражатель или прямоугольная  
призма; 3 — контролируемая линза, 4 —  
глаз наблюдателя; 5 — источник света

(рис. 5.31). На нем можно также контролировать прямоугольные призмы и угловые отражатели [22, 34]. Интересно, что асимметричные aberrации уравниваются благодаря двойному прохождению лучей в системе, поэтому реверсивный интерферометр не чувствителен к симметричным aberrациям. Так как последние определяются только с помощью бокового сдвига, то с полным основанием этот прибор может быть отнесен к интерферометрам бокового сдвига.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Armitage J. D., Lohmann A. Rotary Shearing Interferometry.— Opt. Acta, 12, 185 (1965).
2. Baird K. M., Hanes G. R.— In: Applied Optics and Optical Engineering, Vol. 4, R. Kingslake, Ed., Academic Press, New York, 1967, p. 336.
3. Briers J. D. Interferometric Testing of Optical Systems and Components: A Review.— Opt. Laser Technol. 4, 28 (1972).
4. Brown D. S. Radial Shear Interferograms, Interferometry N. P. L. Symposium No 11, Her Majesty's Stationary Office, London, 1959, p. 253.
5. Brown D. S. Radial Shear Interferometry.— J. Sci. Instrum., 39, 71 (1962).
6. Bryngdahl O.— In: Progress in Optics, Vol. IV, E. Wolf, Ed., North-Holland, Amsterdam, 1965, Chap. II.
7. Bryngdahl O. Reversed-Radial Shearing Interferometry.— J. Opt. Soc. Am., 60, 915 (1970).
8. Bryngdahl O. Shearing Interferometry with Constant Radial Displacement.— J. Opt. Soc. Am., 61, 169 (1971).
9. Fouéré J. C. Holographic Interferometers for Optical Testing.— Opt. Laser Technol., 6, 181 (1974).
10. Fouéré J. C., Malacara D. Holographic Radial Shear Interferometer.— Appl. Opt., 13, 2035 (1974).
11. Fouéré J. C., Malacara D. Generalized Shearing Interferometry.— Bol. Inst. Tonantzintla, 1, 227 (1975).

12. **Gates J. W.** Reverse Shearing Interferometry.— *Nature*, 176, 359 (1955a).
13. **Gates J. W.** The Measurement of Comatic Aberrations by Interferometry.— *Proc. Phys. Soc.*, B68, 1065 (1955b).
14. **Hariharan P., Sen D.** Effects of Partial Coherence in Two-Beam Interference.— *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 1307 (1961a).
15. **Hariharan P., Sen D.** Radial Shearing Interferometer.— *J. Sci., Instrum.*, 38, 428 (1961b).
16. **Hariharan P., Sen D.** The Separation of Symmetrical and Asymmetrical Wavefront Aberrations in the Twyman Interferometer.— *Proc. Phys. Soc.*, 77, 328 (1961c).
17. **Hariharan P., Sen D.** Interferometric Measurements of the Aberrations of Microscope Objectives.— *Opt. Acta*, 9, 159 (1962).
18. **Kösters W.** Interferenzdoppelprisma für Messzwecke, German Patent 595211 (1934).
19. **Malacara D.** Mathematical Interpretation of Radial Shearing Interferometers.— *Appl. Opt.*, 13, 1781 (1974).
20. **Malacara D., Cornejo A., Murty M. V. R. K.** A Shearing Interferometer for Convergent or Divergent Beams.— *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1, 233 (1975).
21. **Murty M. V. R. K.** A Compact Radial Shearing Interferometer Based on the Law of Refraction.— *Appl. Opt.*, 3, 853 (1964a).
22. **Murty M. V. R. K.** Some Modifications of the Jamin Interferometer Useful in Optical Testing.— *Appl. Opt.*, 4, 535 (1964b).
23. **Murty M. V. R. K.** Interference between Wavefronts Rotated or Reversed with Respect to Each Other and Its Relation to Spatial Coherence.— *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1187 (1964c).
24. **Murty M. V. R. K.** Interferometry Applied to Testing to Optics.— *Bull. Opt. Soc. India*, 1, 29 (1967).
25. **Murty M. V. R. K., Hagerott E. C.** Rotational Shearing Interferometry.— *Appl. Opt.*, 5, 615 (1966).
26. **Murty M. V. R. K., Shukla R. P.** Radial Shearing Interferometers Using a Laser Source.— *Appl. Opt.*, 12, 2765 (1973).
27. **Murty M. V. R. K., Shukla R. P., Cornejo A.** Aberration in a Radial Shearing Interferometer Using a Laser Source.— *Indian J. Pure Appl. Phys.*, 13, 384 (1975).
28. **Puntambekar P. N., Sen D.** A Simple Inverting Interferometer.— *Opt. Acta*, 18, 719 (1971).
29. **Saunders J. B.** Inverting Interferometer.— *J. Opt. Soc. Am.*, 45, 133 (1955).
30. **Saunders J. B.** Construction of a Kösters Double-Image Prism.— *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 58, 21 (1957).
31. **Saunders J. B.**— In: *Optics in Metrology*, P. Mollet, Ed., Pergamon, Oxford, 1960, p. 227.
32. **Saunders J. B.** Measurement of Wavefronts without a Reference Standard. 2: The Wavefront Reversing Interferometer.— *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 66B, 29 (1962).
33. **Sen D., Puntambekar P. N.** An Inverting Fizeau Interferometer.— *Opt. Acta*, 12, 137 (1965).
34. **Sen D., Puntambekar P. N.** Shearing Interferometers for Testing Corner Cubes and Right Angle Prisms.— *Appl. Opt.*, 5, 1009 (1966).
35. **Som S. C.** Theory of a Compact Radial Shearing Laser Interferometer.— *Opt. Acta*, 17, 107 (1970).
36. **Steel W. H.** A Radial Shear Interferometer for Testing Microscope Objectives.— *J. Sci. Instrum.*, 42, 102, (1965).
37. **Steel W. H.**— In: *Progress in Optics*, Vol. V, E. Wolf, Ed., North-Holland, Amsterdam, 1966, Chap. III.
38. **Steel W. H.** A Radial-Shear Interferometer for Use with a Laser Source.— *Opt. Acta*, 17, 721 (1970).
39. **Strong J.** Concepts of Classical Optics, W. H. Freeman, San Francisco, 1958, Appendix C.
40. **Waetzman E.** Interferenzmethode zur Untersuchung der Abbildungsfehler optischer Systeme, *Ann. Phys.*, 39, 1042 (1912).

# Многолучевые интерферометры

*Ц. Ройчаудхури*

## 6.1. ВВЕДЕНИЕ

Явление многолучевой интерференции было открыто в 1836 г., когда Эйри получил выражение для многолучевой интерференционной картины, создаваемой плоскопараллельной пластиной. Однако открытие долго оставалось неиспользованным из-за отсутствия высокоотражающих покрытий (коэффициент отражения от стеклянной пластины, как известно, равен всего лишь 0,04; в результате можно получить хорошо различимые полосы двухлучевого типа, образованные отраженным светом; в проходящем же свете сколько-нибудь различимые полосы не видны\*). Создание интерферометра Физо [38, 39] (см. гл. 1) натолкнуло оптиков на идею изучения топографии поверхности с помощью интерферометрии [68]. В интерферометре, образованном двумя непокрытыми стеклянными пластинами, в отраженном свете возникают интерференционные полосы двухлучевого типа, определяющие топографию поверхности. Булош [17] подтвердил вывод Эйри для многолучевой интерференции и показал, что с увеличением отражательной способности поверхностей Физо многолучевые полосы и в отраженном, и в проходящем свете становятся значительно более четкими.

Фабри и Перо [37] указали на большие возможности интерферометра, состоящего из двух плоскопараллельных поверхностей с высокоотражающим покрытием и с изменяющимся расстоянием между ними и известного теперь как интерферометр Фабри — Перо. До сих пор он остается одним из самых компактных и высокоразрешающих спектрометров [31]. Обычно пластины Фабри — Перо применялись со значительным разнесением, что снижало большие возможности этого устройства для получения микро топографии поверхности с высокой местной точностью. В 1913 г. Бенца, Фабри и Перо, используя интерферометр Физо с покрытыми поверхностями для определения стандартного метра, не смогли найти оптимальных условий, при которых он мог бы применяться для контроля точных поверхностей. Эти условия были разработаны и продемонстрированы Толанским [104], хотя сам он отмечал [108, с. 7; 184], что английская фирма «Адамс Хилгер» (*Adams Hilger*) независимо от него в течение нескольких лет использовала многолучевые полосы Физо для контроля оптических плоскостей. В его работах [108—113] представлены подробный анализ и описание применения многолучевого интерферометра типа Физо, систематизированные в п. 6.3.

Для получения в интерферометре четких полос и возможности определения местных погрешностей поверхности в соответствии с условиями Толанского (см. п. 6.2) необходимо создать между зеркалами очень небольшой промежуток с малым углом клина. В результате в поле зрения возникают лишь несколько узких интерференционных полос с интервалом\*\*  $\lambda/2$  между ними, а информация о форме большей части поверхности отсутствует. Развивая метод, Толанский [105, 106] разработал так называемую интерферометрию полос равного хроматического порядка с преимущественным использованием источника белого, а не квазимонохроматического света. При этом стало возможным последовательно

\* Относительная интенсивность первых трех отраженных лучей равна соответственно 0,04; 0,037 и 0,000059, прошедших — 0,92; 0,0015 и 0,0000024.

\*\* В некоторых интерферометрах с многократным прохождением лучей этот интервал составляет менее  $\lambda/2$  (см. гл. 7).

наблюдать через призменный спектрометр, воспроизводящий полосы равного хроматического порядка, небольшие участки контролируемой поверхности. Преимущества метода Толанского перед многолучевым интерферометром Физо заключается в его большей точности и способности легко различать местные «бугры» и «ямы» на поверхности детали путем анализа направления изгиба цветных полос [108]. Здесь уместно также упомянуть вклад Келера в развитие метода [56—60]. В п. 6.4 кратко описана интерферометрия полос равного хроматического порядка и удачный способ освещения в интерферометре Физо излучением с двумя различными длинами волн, получаемыми из двух откалиброванных монохроматоров [100].

В последующие годы были разработаны различные методы (с использованием моно- или квазимонохроматического освещения) уменьшения интервала  $\lambda/2$  между полосами для получения информации о микро топографии свободных от полос участков контролируемой поверхности. Первый из них — метод Сондерса [88] — основан на введении в промежуток между двумя зеркалами разности оптического хода с помощью контролируемого изменения в нем давления воздуха и многократном фотографировании возникающих интерференционных картин. Второй метод заключается в использовании правильно подобранного дискретного набора длин волн осветителя [46, 77, 99]. Простой в реализации метод Мерти [74] основан на использовании равномерного квазимонохроматического освещения набором разнесенных в пространстве точечных отверстий. Все они кратко описаны в п. 6.5.

Одновременно с этими разработками исследовалась возможность использования интерферометра Фабри — Перо с параллельными пластинами для получения микро топографии поверхностей [9, 51] и точного измерения толщин тонких пленок [94, 95]. Результаты исследований рассмотрены в п. 6.6.

Толанский [103, 107] первым наблюдал и применил систему многолучевых полос в интерферометре Фабри — Перо, освещенном точечным источником и не содержащем традиционную фокусирующую линзу после пластин (см. рис. 6.2 и 6.17). Использование этих «полос Толанского» описано в п. 6.7.

Разработка сферического интерферометра Фабри — Перо [30], лазерных резонаторов с криволинейными зеркалами [18, 41] и сканирующего сферического интерферометра [47] позволила создать простой метод контроля искривленных поверхностей, использование в котором многолучевых полос обеспечивает высокую точность оценки местных погрешностей поверхности [48].

Аналогичный прибор со сферической волной был независимо от Коннеса разработан фирмой «Перкин — Эльмер» (*Périk — Elmer*) в США [44] и корпорацией СИРА (аббревиатура от *Scientific Instruments Research Association* — Исследовательская ассоциация по созданию научных приборов) [101] в Великобритании [14]. Эти разработки стимулировались большим желанием контролировать методом многолучевой интерферометрии сферические поверхности широкого диапазона с помощью одного или нескольких эталонов и подкреплялись опытом длительного использования интерферометра Вильямса [117]. Такие интерферометры описаны в п. 6.8.

Представляется уместным упомянуть и о так называемых двойной и голографической многолучевых интерферометриях. В двойной интерферометрии многолучевые полосы объединяются в двоянной интерферометрической установке с другим волновым фронтом для реализации техники муара или для улучшения контраста фона, особенно при контроле непрозрачных поверхностей отраженными многолучевыми полосами Физо [66, 75] (см. п. 6.9). Голографическую интерферометрию реализуют, как описывают Мацумото [71] и Брингдаль [22], заменяя в системе двухлучевую интерференцию многолучевой (см. п. 6.10). Муаровая и голографическая интерферометрии подробно описаны в гл. 12.

Более глубокое освещение данной проблемы можно найти в обзорных статьях по интерферометрии [5, 6, 19, 62, 64, 70, 92, 116].

## 6.2. ТОЧНОСТЬ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Все рассмотренные выше методы интерференционного контроля оптических деталей объединяет то, что картина, характеризую-

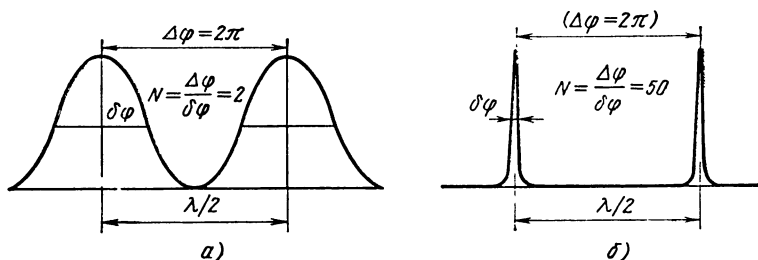


Рис. 6.1. Резкость — отношение интервала между полосами к полной ширине полосы на половине ее высоты:

*а* — для двухлучевых косинусоидальных полос; *б* — для многолучевых полос Фабри — Перо, резкость которых равна 50

щая форму поверхности детали или волнового фронта, образуется в результате интерференции двух волновых фронтов. При этом регистрируемые изменения ее интенсивности соответствуют кривой типа  $\cos^2 \varphi$ , или  $(1 + \cos 2\varphi)$  (рис. 6.1, *а*). Считается, что изображенные полосы обладают качеством, или так называемым числом резкости, равным 2. Это следует из самого определения резкости, равной отношению расстояния между полосами к ширине полосы на 1/2 ее высоты (рис. 6.1). Визуальное наблюдение двухлучевых полос косинусоидального типа с расстоянием  $\lambda/2$  между ними обычно сопровождается ошибкой в определении точности измерений выше  $\lambda/20$ .

В отличие от двухлучевых многолучевые полосы очень резки и для поверхностей с коэффициентом отражения 0,99 могут достичь местной резкости, равной 300. Для большинства из них характерна кривая Эйри (рис. 6.1, *б*). В данном примере резкость полос равна 50 и несложные измерения микротопографии поверхности с их помощью обеспечивают точность до  $\lambda/500$ . Именно эта высокая разрешающая способность, получаемая с помощью простого лабораторного оборудования, сделали многолучевую интерферометрию столь популярной.

Однако следует помнить, что для получения многолучевых полос необходимо нанести на пластины интерферометра покрытие с высокой отражательной способностью. Это удлиняет процесс их обработки по сравнению с изготовлением пластин для двухлинзовых интерферометров, и поэтому многолучевой интерферометрический контроль применяют в основном в технологии тонких пленок [10, 36] и иногда (вместо электронной микроскопии) для особо точных измерений шероховатости высококачественных оптических поверхностей [58, 60, 62]. В последнем случае необходимо тщательно подбирать материал для покрытия поверхности (обычно серебро [112]), наиболее правильно повторяющий ее форму, и учитывать изменение фаз при отражении от него света [56, 108]. В двухлучевой интерферометрии эти проблемы, как правило, не возникают и поэтому многолучевые установки исполь-



зуются в оптических цехах лишь для контроля поверхностей с точностью выше чем  $\lambda/20$ .

Очевидно, что многолучевая интерферометрия не является единственным способом получения высокой пространственной точности. Если главным критерием считается резкость полос, достаточно получить изображение двухлучевых полос Физо с помощью высокоразрешающей камеры видикона и наблюдать их изображение на телевизионном экране. Резкость полос можно искусственно улучшить посредством электронного управления контрастом картины. Точность контроля, составляющая при визуальном наблюдении  $\lambda/50$ , значительно повышается за счет анализа данных на встроенном компьютере. Резкость полос можно также увеличить с помощью нелинейной фотографии. Очень высокая точность получается в результате соответствующего анализа прецизионных денситометрических кривых следов двухлучевых полос на стандартной фотографии или прямого фотоэлектрического сканирования поля интерференционной картины [32, 33, 82, 83]. Более современный метод интерферометрии с осциллирующим зеркалом (см. гл. 13), основанный на использовании простого двухлучевого прибора с электронной анализирующей системой, обеспечивает точность  $\lambda/1000$  [21, 80]. Мосс и др. [73] и Логан [69] указывают, что двухлучевая гетеродинная интерферометрия Майкельсона, используемая в системе детектирования гравитационных волн, позволяет оценить смещение зеркала с точностью до  $10^{-7}$  нм ( $10^{-6}$  Å). В литературе также сообщалось о несколько ином методе определения изменения длины оптического хода с точностью  $10^{-6}$  нм ( $10^{-5}$  Å) посредством измерения сигнала резонатора трехзеркального лазера с тремя продольными модами [15].

Следует помнить, что общая тепловая и механическая стабильность интерферометрического устройства должна быть на порядок выше погрешности, ожидаемой от системы, если только целью контроля не является измерение относительной «нестабильности» [34]. Предельная точность в интерферометрии ограничена шумом, присущим фотоэлектрическому детектированию [42, 43, 50, 80], и дифракционными явлениями, приводящими к «принципу оптической неопределенности», аналогичному принципу неопределенности Гейзенберга [45] и рассмотренному Толанским и Эмара [114], Торнтоном [102], Коппельманом [61], Лэнгом и Скоттом [65]. Наивысшая разрешающая способность в несколько долей ангстрема ( $1 \text{ Å} = 0,1 \text{ нм}$ ), получаемая при многолучевой интерферометрии, имеет место в продольном направлении. В поперечном направлении вследствие дифракции она ограничивается длиной волны излучения.

При выборе многолучевой интерферометрии обычно руководствуются следующими соображениями: а) временем (продолжительностью) контроля, б) максимальной точностью измерений, зависящей от назначения детали, и в) оборудованием, имеющимся в лаборатории.

## 6.3. МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФИЗО

### 6.3.1. Условия образования полос

В многолучевом интерферометре Физо имеется тонкий клиновидный воздушный зазор между двумя плоскими отражающими поверхностями. Световой луч, падающий на него, образует в общем случае ряд лучей с увеличивающейся расходимостью (см. рис. 6.3). Многократно отраженные лучи не могут быть точно совмещены ни в одной плоскости, однако с некоторым приближением можно считать, что при этом возникают многолучевые интерференционные полосы. Поскольку необходимые для этого условия легче понять и оценить, наблюдая за процессом образования идеальных многолучевых полос в интерферометре Фабри—Перо, кратко опишем его.

Интерферометр Фабри—Перо состоит из двух точных плоскопараллельных зеркал (рис. 6.2). Падающая на них волна, многократно отражаясь, создает серию волн, взаимодействие которых приводит к появлению в фокальной плоскости линзы идеальных полос Эйри [108]. Распределение интенсивности света в картине можно представить в виде

$$I(\varphi) = \left| \sum_{n=0}^{\infty} TR^n e^{in\varphi} \right|^2 = \left( \frac{T}{1-R} \right)^2 \frac{1}{1 + (4N_R^2/\pi^2) \sin^2 \varphi/2}. \quad (6.1)$$

с идеальной отрагательной резкостью

$$N_R = \pi \sqrt{R}/(1-R), \quad (6.2)$$

где  $T$  и  $R$  — соответственно интенсивности света, проходящего и отраженного от обоих зеркал;  $\varphi$  — общая эффективная фаза или задержка оптического пути между двумя любыми последовательными волновыми фронтами.

Ряд в уравнении (6.1) бесконечен, но на практике общее эффективное число интерферирующих пучков всегда ограничено, так

как энергия  $T^2 R^{2n}$  у  $n$ -го пучка при больших значениях исчезающе мала (см. сплошную кривую на рис. 6.4, определяющую число взаимодействующих пучков, необходимых для образования многолучевой полосы с отрагательной способностью, отличающейся на 1% от идеальной кривой Эйри). Об этом полезно помнить при любом типе многолучевой интерферометрии. Если бы на практике для образования идеальной полосы Эйри действительно было необходимо суперпозировать бесконечное число многократно отражен-

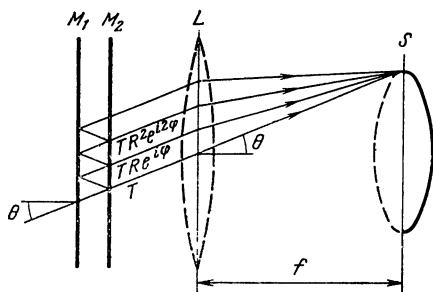


Рис. 6.2. Образование полос в интерферометре Фабри—Перо, состоящем из двух плоскопараллельных зеркал  $M_1$  и  $M_2$  и фокусирующей линзы  $L$ :

$S$  — область локализации полос в фокальной плоскости  $L$

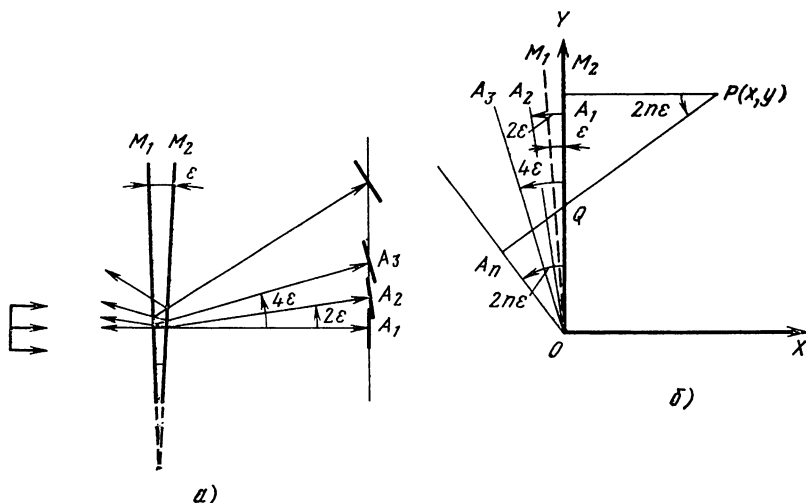


Рис. 6.3. Многократно отраженные пучки, образованные в интерферометре Физо, состоящем из двух плоских зеркал  $M_1$  и  $M_2$ , расположенных под углом  $\varepsilon$  друг к другу и освещенных плоским волновым фронтом, параллельным  $M_2$  (а), и геометрическая схема для вычисления относительной разности хода между многократно отраженными пучками в интерферометре Физо (б)

ных лучей, исследователю пришлось бы бесконечно долго ждать, чтобы наблюдать это [87].

Практический интерес в образовании многолучевой полосы Фабри—Перо представляет постоянство разности фаз  $\varphi$  между двумя любыми последовательными волновыми фронтами. Если эта разность определена, все многократно отраженные лучи соединятся, образуя соответствующую часть идеальной полосы Эйри. Так, при  $\varphi = 2n\pi$  или  $\varphi = (2n+1)\pi$  (где  $n$  — любое целое число) все лучи при наложении взаимно усиливаются, образуя яркую полосу, или гасят друг друга, образуя темную полосу.

Именно здесь заложено основное различие между интерферометрами Фабри—Перо и Физо. Задержка фаз между последовательными волновыми фронтами постоянно увеличивается в клиновидных зеркалах Физо и остается постоянной для плоскопараллельных зеркал Фабри—Перо. Необходимо упомянуть и о пространственном отклонении лучей в интерферометре Физо при их многократном отражении, которое не может быть полностью скомпенсировано каким-либо фокусирующим или строящим изображением устройством. Эти эффекты представлены на рис. 6.3.

Увеличение задержки фазы легко получить, используя простой метод Бросселя [20], разработанный для вычисления распределения интенсивности и локализации полос Физо (см. также работу Борна и Вольфа [16, с. 286]). Рассмотрим случай перпендикулярного освещения одного из зеркал коллимированным пучком света (см. рис. 6.3 и 6.6). Два полупрозрачных зеркала  $M_1$  и  $M_2$  образуют небольшой угол клина  $\varepsilon$  при вершине в точке  $O$ . Благодаря

многократному отражению падающий волновой фронт, параллельный зеркалу  $M_2$ , образует ряд пучков. Направление стрелок на рис. 6.3, а соответствует центру падающего волнового фронта и иллюстрирует эффект отключения лучей в интерферометре Физо. На рис. 6.3, б показано положение многократно отраженных волновых фронтов относительно падающего в плоскости зеркала  $M_2$  (плоскость  $Y$ ). Выбор такой диаграммы для подсчета запаздывания фазы [20, 108] основан на том, что ни один из многократно отраженных волновых фронтов не имеет ее относительно падающего фронта  $OA_1$  в вершине  $O$  клина. Наклоны отраженных волновых фронтов обозначены линиями  $OA_2$  ( $\angle 2\varepsilon$ ),  $OA_3$  ( $\angle 4\varepsilon$ ), ...,  $OA_n$  ( $\angle 2n\varepsilon$ ). Если эффект суперпозиции волн наблюдается в отраженном свете в некоторой точке  $P(x, y)$ , разность оптического хода между первым и  $n$ -м волновыми фронтами составит

$$d_n(x, y) = PA_n - PA_1, \quad (6.3)$$

а поскольку  $PA_n = PQ + QA_n = PQ + OQ \sin 2n\varepsilon = PQ + (y - QA_1) \times \sin 2n\varepsilon = x \cos 2n\varepsilon + y \sin 2n\varepsilon$ , то

$$d_n(x, y) = x(\cos 2n\varepsilon - 1) + y \sin 2n\varepsilon. \quad (6.4)$$

Если полосы наблюдаются на поверхности зеркала  $M_2$  ( $x=0$ ), как это обычно делается в оптических цехах, выражение для разности фаз упрощается до

$$d_n(0, y) = 2tn - (4/3)n^3\varepsilon^2 t, \quad (6.5)$$

где  $t = y\varepsilon$  — расстояние между пластинами на высоте  $y$ ; использованы первые два члена ряда разложения величины  $\sin 2n\varepsilon$ . Для случая перпендикулярного освещения плоскопараллельной пластины Фабри — Перо коллимированным пучком разность фаз между первым и  $n$ -м волновыми фронтами равна  $2tn$ . Тогда  $n$ -й луч в интерферометре Физо отстает по фазе по сравнению с  $2tn$ -м на

$$\delta d_n = (4/3)n^3\varepsilon^2 t. \quad (6.6)$$

Толанский первым показал, что эта задержка фаз, меньшая в интерферометре Физо по сравнению с арифметическим рядом ( $2tn$ ) для Фабри — Перо, является наиболее важным препятствием для образования высококачественных симметричных и резких полос (эта проблема отсутствует в интерферометрии полос равного хроматического порядка белого света, описанной в п. 6.3.2, когда зеркала установлены как можно более параллельно). В частности, если

$$(4/3)n^3\varepsilon^2 t = \lambda/2, \quad (6.7)$$

наиболее вероятно, что  $n$ -й луч ослабит, а не усилит первый луч. Поэтому для получения симметричных и резких полос Физо следует ограничиться рамками неравенства Толанского

$$(4/3)n^3\varepsilon^2 t < \lambda/2. \quad (6.8)$$

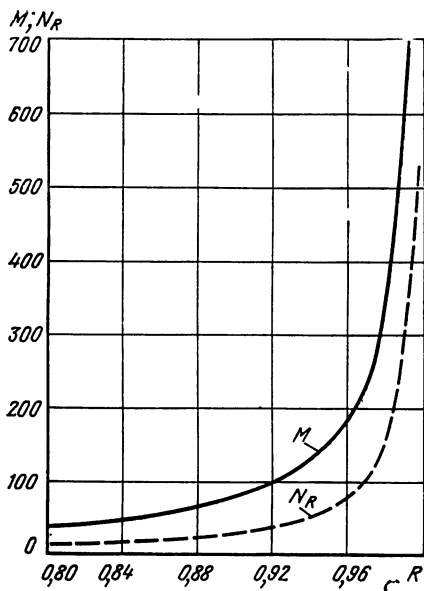


Рис. 6.4. Зависимость количества  $M$  интерферирующих лучей, дающих совпадение с идеальной кривой Эйри с точностью до 0,1%, от коэффициента отражения  $R$  (сплошная кривая) и зависимости резкости в отраженном свете  $N_R$  от коэффициента отражения  $R$  (штриховая кривая)

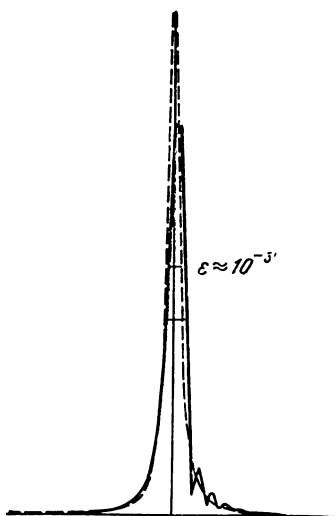


Рис. 6.5. Сложная полоса Физо (сплошная кривая), образованная двумя плоскими зеркалами с клиновидностью  $\sim 10^{-3}$  рад в сравнении с симметричной полосой Фабри—Перо (штриховая кривая), полученной теми же зеркалами при их строгой параллельности друг другу

Наиболее быстро изменяющейся величиной здесь является  $n$  — число интерферирующих лучей. Оно не может быть малым, так как для создания высококачественных, резких интерференционных полос требуется суперпозиция большого количества лучей с одинаковым запаздыванием по фазе. В общем случае число  $n$  зависит от отражательной способности поверхностей. Штриховая кривая на рис. 6.4 показывает, как резкость  $N_R$  полос Фабри—Перо увеличивается с возрастанием отражательной способности. Сплошная кривая определяет эффективное число лучей  $M$ , добавленное компьютером для получения максимального пропускания, отличающегося на 0,1% от идеальной величины Эйри [бесконечная сумма (6.1)] при различных коэффициентах отражения. Можно заметить, что при коэффициентах отражения меньше 90% эффективное число  $M$  лучей, которые должны суперпозировать для получения резкости  $N_R$ , приблизительно равно  $2N_R$ . С увеличением отражения значение  $M$  постоянно растет. Кривые на рис. 6.4 можно с успехом использовать в интерферометрии Физо для определения значения  $M$ . Если, например, контролируются поверхности с коэффициентом отражения  $R$  (при различных отражательных способностях поверхностей  $R = \sqrt{R_1 R_2}$ ) или требуется получить конкретное значение резкости  $N_R$ , при котором

коэффициент отражения равен  $R$ , по рис. 6.4 легко определить необходимое для этого значение эффективного числа  $M$  суперпозитрующих лучей. Полученное таким образом значение  $M$  подставляют в уравнение (6.8) вместо  $n$  и соответственно уменьшают значения  $\varepsilon$  и  $t$ . Толанский [108] приводит несколько типичных значений  $n$ ,  $\varepsilon$  и  $t$  для получения симметричных полос Физо. Нижний предел значения расстояния  $t$  между пластинами обычно определяется с помощью частиц пыли, средний размер которых, как правило, приближается к 1 мкм. Нижний предел угла клина  $\varepsilon$  определяется минимальным числом полос, которое желательно иметь в поле зрения. Чем меньше угол  $\varepsilon$ , тем больше расстояние между двумя смежными полосами.

Если неравенство Толанского (6.8) не выполняется, профиль интенсивности каждой полосы Физо при высокой отражательной способности становится асимметричным и сложным и представляет собой центральный максимум, за которым со стороны толстого края клина следует ряд вторичных максимумов с быстро убывающей к основанию клина интенсивностью. Первичный максимум расширен и не является симметричным, как в случае полос Фабри—Перо; его вершина также сдвигается к основанию клина с постепенным уменьшением высоты [55]. На рис. 6.5 показаны для сравнения общие виды профилей полос Физо и Фабри—Перо. Как описано ниже, полосы Физо похожи на полосы Толанского (см. рис. 6.17), создаваемые в плоскопараллельном интерферометре Фабри—Перо, освещенном точечным источником с различными наклонными лучами. Для сохранения высокой точности контроля следует использовать гладкий край таких полос [78]. Типичные полосы Физо образуются не только в пределах тонкого воздушного клина, но и на различных, четко определенных расстояниях в плоскостях Фесснера [7].

Интерферометр Физо обладает еще одним недостатком, заключающимся в боковом смещении  $\Delta_n$   $n$ -го луча и обусловленным углом клина

$$\Delta_n = 2n^2 t\varepsilon. \quad (6.9)$$

Поэтому каждая многолучевая полоса в интерферометре Физо определяет контурную линию поверхности, усредненную в пределах участка смещения  $\Delta_n$ , а не точное геометрическое топографирование от точки к точке.

### 6.3.2. Интерферометрия Физо

На рис. 6.6 схематически изображены основные узлы интерферометра Физо. Монохроматический или квазимонохроматический параллельный пучок освещает плоскости  $M_1$  и  $M_2$ , имеющие полупрозрачное покрытие. Полосы можно наблюдать как в проходящем ( $O_T$ ), так и в отраженном ( $O_R$ ) свете. В проходящем свете получают резкие и яркие полосы на почти темном фоне, в отраженном — темные полосы на ярком фоне (рис. 6.7). Послед-

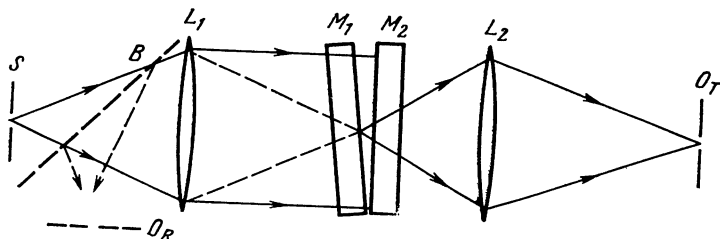


Рис. 6.6. Основные узлы интерферометра Физо:

$S$  — точечный источник;  $B$  — светоделитель для наблюдения полос в отраженном свете ( $O_R$ );  $L_1$  — объектив коллиматора;  $M_1$  и  $M_2$  — зеркала Физо (угол и расстояние между ними сильно увеличены для наглядности);  $L_2$  — линза, изображающая локализованные между зеркалами полосы в плоскости наблюдения  $O_T$ .

ние (при высоком коэффициенте поглощения отражающих покрытий) имеют, как правило, слабый контраст [108]. Полосы Физо, как и многолучевые полосы Фабри — Перо, разделены одинаковыми интервалами  $\lambda/2$ , и поэтому при их использовании информация о значительной части контролируемой поверхности отсутствует. Альтернативные варианты этого интерферометра рассмотрены ниже.

Поскольку форма возникающих полос характеризует общее (с учетом обеих плоскостей) изменение оптического хода лучей, одна из них должна быть высококачественным эталоном [29]. Один из способов получения высококачественной плоскости состоит в использовании поверхности жидкости, например ртути. Бюннагель и др. [23] дали детальное описание такого варианта интерферометра Физо. Отклонение поверхности от плоскостности можно оценить и при отсутствии эталона. По этому методу [90, 91, 93] используются три плоскости, ни одна из которых не является высококачественным эталоном.

Из неравенства Толанского (6.8) следует, что качественные полосы Физо легче получить при небольших расстояниях  $t$  между пластинами. Однако, как было показано Моосом и др. [72], это не является абсолютной необходимостью; исследователи исполь-

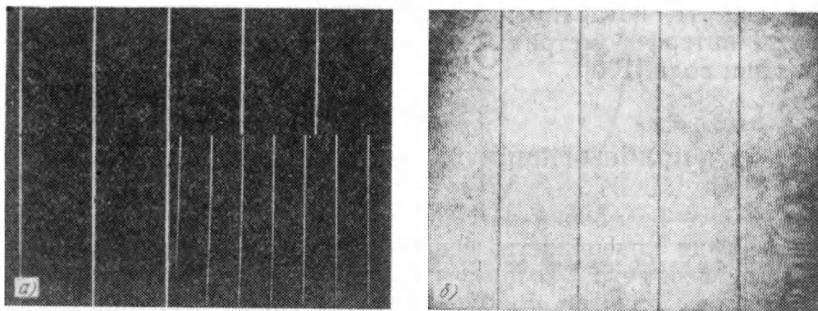


Рис. 6.7. Полосы Физо в проходящем (а) и отраженном (б) свете. Вставка в правой части рис. 6.7, а показывает для сравнения полосы в проходящем свете, полученные без коллимирующей линзы  $L_1$  (см. рис. 6.6)

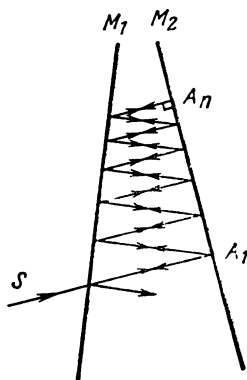


Рис. 6.8. Повышение резкости полос в интерферометре Физо: для заданного угла клина между зеркалами  $M_1$  и  $M_2$  можно путем правильного выбора направления освещения  $SA_1$  уменьшить диапазон «ухода» луча, увеличить эффективное число интерферирующих лучей и тем самым повысить резкость полос

зовали для получения топограммы поверхности высококоллимированный лазерный пучок при разведении пластин на расстояние до 20 см; при этом их наклон должен быть очень небольшим и в описанном случае он составлял менее  $10^{-4}$  рад. Методику Мосса выгодно использовать в производственных условиях, так как разведение поверхностей на большое расстояние исключает возможность их контакта и повреждения отражающих поверхностей.

Следует помнить, однако, что при этом для поддержания стабильности взаимного расположения зеркал необходимо использовать специальные оправы.

Лангенбек [67] описывает интересный способ повышения резкости полос за счет внеосевого освещения, при котором угол падения выбирается так, чтобы падающий луч сначала направился к вершине пластин Физо, а затем, после контролируемого конечного количества отражений вернулся обратно, повторяя свой путь. Сказанное понятно из рис. 6.8. Если луч падает на зеркала вдоль линии  $SA_1$ , он становится после нескольких отражений перпендикулярным к зеркалу  $M_2$  в точке  $A_n$  и повторяет свой путь в обратном направлении. Этим способом можно получить контрастные полосы Физо в тех случаях, когда специфика контролируемого объекта (например, углового отражателя) требует значительного разведения зеркал [67].

Истман и Баумейстер [36] предложили несложный вариант интерферометра Физо, в котором одно из зеркал закреплено на пьезоэлектрическом сканирующем устройстве. Вместо фотографирования полосы детектируют и анализируют электронным способом. В сообщении говорится о достигнутой точности измерений 2 нм (20 Å), которая может быть повышена. В п. 6.4 кратко описана интерферометрия Физо, использующая освещение светом двух длин волн [100].

#### 6.4. ПОЛОСЫ РАВНОГО ХРОМАТИЧЕСКОГО ПОРЯДКА

В 1945 г. Толанский разработал новый метод получения микротопографии поверхности, использующий источник белого света. Его интерферометр возник из многолучевого интерферометра Физо, полосы в котором образуются в тонком воздушном клиновидном промежутке, ограниченном двумя зеркальными поверхностями. Их резкость снижается из-за отклонения луча клином (см. рис. 6.3), поэтому Толанский [105, 106] предложил установ-



ливать поверхности зеркал с максимально возможной взаимной параллельностью. В таком устройстве при коллимированном ортогональном освещении белым светом создается спектр всех длин волн [54], удовлетворяющий отношению

$$2t = n_i \lambda_i. \quad (6.10)$$

Для его наблюдения необходим дисперсионный спектрограф. При изображении узкого участка идеального интерференционного промежутка с постоянной толщиной  $t$  в приборе наблюдается ряд

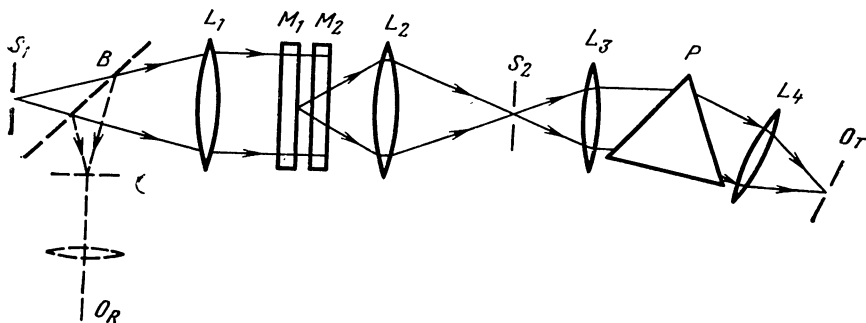


Рис. 6.9. Основные узлы интерферометра для наблюдения полос равного хроматического порядка в проходящем ( $O_T$ ) или в отражном ( $O_R$ ) свете:

$S_1$  — точечный источник белого света;  $B$  — светоделитель для наблюдения картины отраженных лучей;  $L_1$  — объектив коллиматора;  $M_1, M_2$  — плоскопараллельные зеркала интерферометра, одно из которых сравнивается с другим, служащим эталоном;  $L_2$  — линза, изображающая канальный спектр от небольшого участка  $M_1-M_2$  на щели  $S_2$  спектрографа (щель  $S_2$ , линзы  $L_3$  и  $L_4$ , призма  $P$  образуют спектрограф);  $O_T$  — плоскость наблюдения полос в проходящем свете

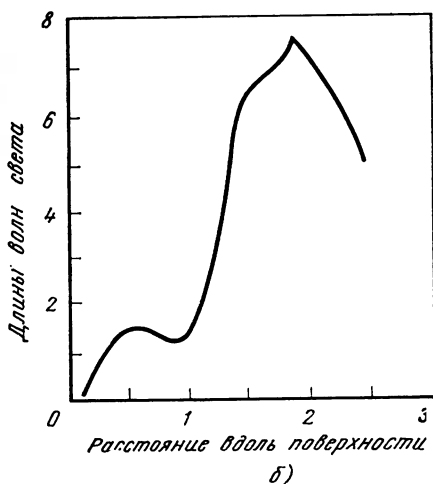
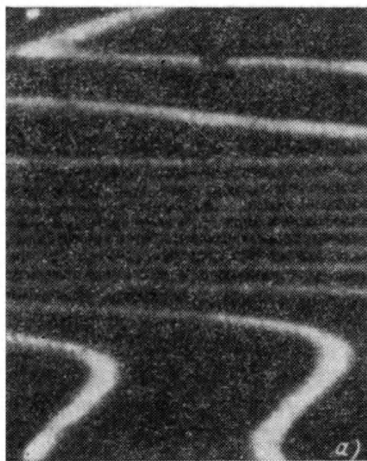


Рис. 6.10. Полосы равного хроматического порядка на свежеотколотой и посеребренной поверхности слюды, сравниваемой с эталонной плоской зеркальной поверхностью (а), где часто расположенные полосы в середине обозначают острый край, и кривая изменения профиля поверхности (б) [108]

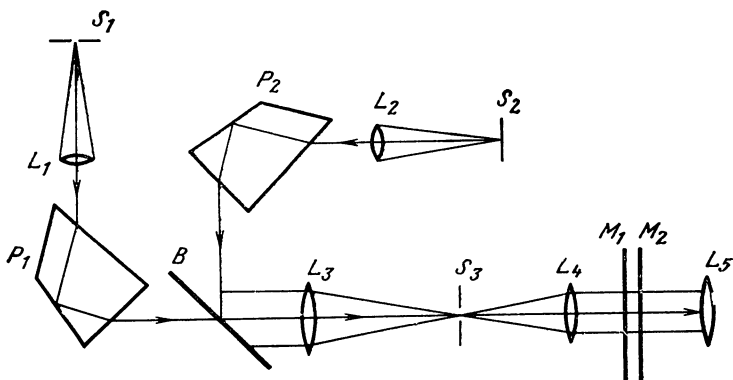


Рис. 6.11. Интерферометр Физо на белом свете, использующий два калиброванных монохроматора:  $S_1$ ,  $L_1$ ,  $P_1$  и  $S_2$ ,  $L_2$ ,  $P_2$  — монохроматоры;  $B$  — светоделитель;  $L_3$  — общая для монохроматоров линза, формирующая изображение спектра;  $S_3$  — входная щель интерферометра;  $L_4$  — объектив коллиматора интерферометра;  $M_1$ — $M_2$  — линзы для наблюдения интерференционной картины



Рис. 6.12. Многолучевые полосы с переменной цветностью (хроматичностью) на интерферограмме скола кристалла. Более светлая полоса соответствует красной, темная — зеленой линии излучения [100]

параллельных прямых полос с боковым сдвигом (канальный спектр), удовлетворяющих уравнению (6.10). Если в изображаемой части зазора имеются изменения толщины  $t$ , каждая его точка пропускает определенное количество волн, соответствующее местному значению  $t$ . Спектрограмма при этом имеет вид искривленных полос, каждая из которых сдвигается вдоль шкалы длин волн, сохраняя постоянство  $t/\lambda$ . Они получили название полос равного хроматического порядка, так как значение порядка постоянно вдоль каждой из них.

На рис. 6.9 показаны основные узлы интерферометра, а на рис. 6.10, а — черно-белый вариант полос равного хроматического порядка, возникающих на поверхности скола слюды, топограмма которой изображена на рис. 6.10, б [105]. Определение микропогографии («бугров» и «ям») поверхности здесь значительно облегчено, так как полосы становятся выпуклыми на «буграх» и вогнутыми в «ямах». Крутизна местного наклона участка поверхности определяется количеством полос, пересекающихся на единице длины вертикальной шкалы (см. рис. 6.10). Интерферометрия

равного хроматического порядка подробно описана в работе Толанского [108]. Она нашла широкое и полезное применение для точных определений толщин тонких пленок и в измерении шероховатости поверхностей [10, 11, 35] и способствовала лучшему пониманию механизма полирования [52, 58, 60, 115]. Однако при этом следует тщательно учитывать явление изменения фаз при отражении от материала, нанесенного на подложку [56, 96, 108], а также зависимость изменения фаз от толщины тонкой пленки [98]. Было замечено, например, что микротопография исходной поверхности может быть более точно определена с помощью серебряной, а не диэлектрической пленки [108].

Вслед за Толанским о новой методике использования полихроматических полос для изучения микротопографии поверхности сообщили Шаалан и Литл [100]. Для более полной реализации ее преимуществ следует пользоваться интерферометром Физо, освещаемым с помощью двух калиброванных монохроматоров излучением с двумя длинами волн (аналогично спектрометрам с постоянным отклонением) (рис. 6.11). Методика Шаалана и Литла значительно облегчает определение с высокой точностью направления максимального значения (предела) шага скола кристалла или тонких пленок. Для этого с помощью излучения на одной из длин волн получают полосу на интересующем участке поверхности, а затем юстируют второй монохроматор, образуя согласованную с первой полосу противоположной окраски на другом краю участка (рис. 6.12). Поскольку длины волн известны из уравнения (6.10), легко определить направление и предельное значение толщины скола, однако следует учитывать изменение фазы при отражении, которое не ясно из этого уравнения [100].

#### **6.5. УМЕНЬШЕНИЕ ИНТЕРВАЛА МЕЖДУ ПОЛОСАМИ В МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ \***

В большинстве случаев традиционной интерферометрии с моно- и квазимонохроматическим освещением интервал между полосами составляет  $\lambda/2$ , и полосы при этом являются контурами участков равной оптической толщины. В многолучевой интерферометрии, при очень резких и высококонтрастных полосах мы не можем получить информации о топографии большей части контролируемой поверхности. Даже в случае использования источника белого света, рассмотренного в п. 6.4, лишь небольшая часть поверхности изображается на щели спектрометра. Чтобы получить полную информацию, поверхность можно сканировать по участкам, но эта процедура очень утомительна.

Более простое решение [88] основано на «сканировании давлением» при обычном, квазимонохроматическом освещении. Оно дает резкие полосы Физо с интервалом менее  $\lambda/2$  между ними.

---

\* Интервал между полосами можно уменьшить и с помощью интерферометрии с многократным ходом лучей, описанной в гл. 7.

Основной вариант метода предусматривает помещение интерферометра в герметичную камеру и фотографирование ряда интерферограмм. Перед каждой экспозицией полосы смещают на некоторую величину с помощью контролируемого изменения оптического хода лучей, например, варьируя давление воздуха в камере. Такой же результат можно получить более удобным способом, закрепив одно из зеркал на пьезоэлектрических сканирующих устройствах и прикладывая к ним соответствующее напряжение [86]. Такое решение исключает необходимость помещения всего интерферометра в герметичный сосуд.

Хэрриотт [46] предложил одновременно освещать интерферометр набором дискретных длин волн из монохроматора, оснащенного несколькими отдельными щелями. Чуть позже Мерти [74] описал вариант решения, в котором для освещения интерферометра использован обычный квазимонохроматический (или монохроматический) источник и набор разнесенных в пространстве точечных отверстий, что обеспечивает набор полос с уменьшенным интервалом между ними. Он же [74] дал простой способ вычислений для получения нужной величины интервала. Швидер [99] реализовал идею Хэрриотта с использованием канальных спектров и интерферометра Фабри — Перо. Метод контроля становится очень удобным и быстрым, если применять лазерные источники с непрерывным регулированием, например лазеры на красителях [77].

## 6.6. ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ—ПЕРО

Несмотря на то что возможности интерферометра Фабри — Перо как спектроскопического прибора с высокой разрешающей силой давно и хорошо известны, он не использовался для контроля формы поверхности вплоть до недавнего времени [94, 95]. Дело в том, что стандартная методика применения интерферометра в качестве спектроскопического инструмента требует наличия: а) протяженного источника света для получения полос достаточной яркости и б) соответствующего расстояния между пластинами для обеспечения необходимой разрешающей силы. Эти условия и препятствовали использованию интерферометра для контроля топографии поверхности, так как полосы, образованные при этом, не могут дать представления о местных погрешностях; скорее каждая часть полос характеризует общие погрешности всей поверхности [27, 28]. Ниже представлено в хронологическом порядке краткое описание некоторых случаев применения интерферометра Фабри — Перо для контроля формы поверхностей.

### 6.6.1. Измерения толщины тонких пленок

Используя полосы Фабри — Перо, можно измерить толщину тонких пленок, нанесенных испарением в вакууме, с точностью приблизительно  $\pm 1,5$  нм (15 Å) [94, 95]. Для контроля приме-

няется натриевая лампа, образующая двойную спектральную линию (589 и 590 нм, или 5890 и 5896 Å). В результате возникает пара близко расположенных интерференционных полос, совпадение или несовпадение которых зависит от расстояния между пластинами интерферометра. Знание длин волн и этого расстояния для соответствующих положений пары полос на двух различных слоях пластины дает толщину тонкой пленки. Точный количественный способ был описан Шульцем [94, 95]. Его преимущество над методом, основанным на применении многолучевого интерферометра Физо, заключается в отсутствии необходимости тесного контакта контролируемой и эталонной поверхностей и соответственно опасности повреждения высококачественных деталей и покрытий. При этом, однако, следует помнить, что полосы Физо могут быть также образованы при большом расстоянии между пластинами с незначительным углом клина [72].

Шульц [94, 95] распространил методику на контроль изменения фазы при отражении от тонкой пленки и ее зависимости от длины волны, толщины материала и коэффициента его поглощения.

#### **6.6.2. Отклонение поверхности от плоскостности**

Бенедетти-Микеланджели [9] разработал метод измерения местных погрешностей формы плоских поверхностей, при которой используется узкий коллимированный лазерный пучок для освещения участка интерферометра Фабри—Перо, образованного контролируемой и эталонной пластинами. Вычисление погрешностей выполняется с помощью стандартного соотношения диаметра полос Фабри—Перо и параметров интерферометра. Особенность освещения заключается в падении коллимированного пучка на параллельные пластины под углом, который можно плавно изменять. Зафиксированная в ходе экспериментов точность измерения плоскостности составила  $\lambda/400$ , но, как справедливо отмечалось, потенциальные возможности метода гораздо выше. Здесь также отсутствует необходимость тесного контакта пластин. Важное достоинство работы [9] Бенедетти-Микеланджели заключается в том, что в ней описаны все факторы, влияющие на качество интерференционных полос. Еще более точный метод основан на использовании крутого наклона кривой Эйри и применении узкого коллимированного освещения, перпендикулярного к плоскопараллельным пластинам. Изменяя положение пучка, можно получить значение местных погрешностей с точностью  $\lambda/1000$  [63]. Основным недостатком этих методов является то, что минимальный участок, для которого можно определить среднюю погрешность поверхности, ограничен размером коллимированного сканирующего пучка, который обычно равен 1 мм. В следующих параграфах описаны методы непрерывного контроля погрешностей формы поверхностей.

Считается, что Ходкинсон [51] первым полностью использовал потенциальные возможности интерферометра Фабри — Перо для изучения погрешностей поверхностей. Большинство многолучевых интерферометрических методов контроля топографии поверхности, как уже упоминалось, имеют один общий недостаток: они не фиксируют сразу полную топографию всей поверхности, а оценивают ее только вдоль узких полос, оставляя большую часть поверхности без какой-либо информации. Способы уменьшения интервала между полосами (см. п. 6.5) лишь частично облегчают проблему. Ходкинсон [51] разработал метод записи интегрированной интерферограммы проходящего волнового фронта с помощью медленного перемещения одного из зеркал Фабри — Перо параллельно исходной установке. Поскольку освещающий монохроматический коллимированный пучок падает перпендикулярно к поверхности, светопропускание интерферометра в каждой точке пропорционально расстоянию между пластинами. Вся топографическая информация, равно как и функция распределения погрешностей [28], может быть получена из характеристик светопропускания такой интегрированной интерферограммы, если она правильно обработана [51]. Экспозиция и проявление ее таковы, что они дают характеристику пропускания, почти линейной пропорциональную погрешностям поверхности. Из-за ограничений, накладываемых фотографическими работами, измерение погрешностей поверхностей этим способом имеет точность около  $\lambda/500$ .

Существует возможность исключить промежуточную запись интегрированной интерферограммы; для этого прошедший волновой фронт передается на пространственно сканирующей фотодетектор или высокоразрешающую камеру видикона, и полученная информация анализируется (рис. 6.13). Эталонное зеркало закрепляют на пьезоэлектрических сканирующих устройствах, а расстояние между зеркалами регулируют так, чтобы детектор регистрировал половину максимального пропускания от небольшого центрального участка; величина пропускания в дальнейшем может быть использована в качестве эталонного сигнала для измерения отклонения других точек поверхности. Для прямого графического вычисления кривую пропускания вдоль любого диаметра контролируемой поверхности сравнивают с «идеальной» кривой Эйри, записанной с эталонного центрального участка при скани-

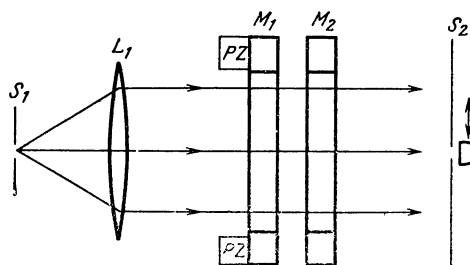


Рис. 6.13. Интерферометр Фабри — Перо для определения дефектов поверхности зеркал  $M_1$  и  $M_2$ . Устройство освещено параллельным пучком света. Погрешности проявляются в изменении величины светопропускания. Зеркало  $M_1$  смонтировано на пьезоэлектрическом материале (PZ) для возможности выбора необходимой величины светопропускания.

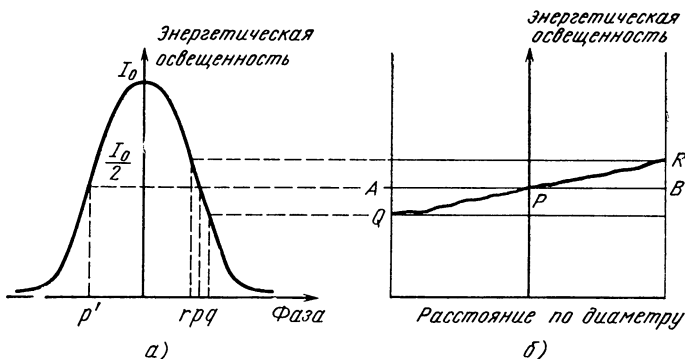


Рис. 6.14. Определение дефектов поверхности зеркал в интерферометре Фабри — Перо:

*a* — эталонная (идеальная) кривая пропускания Эйри с калиброванными осями; *б* — кривая пропускания вдоль конкретного диаметра интерферометра Фабри — Перо для случая, когда пропускание от небольшого центрального опорного участка составляет (за счет использования *PZ*) точно 1/2 максимальной величины

ровании одним из зеркал (рис. 6.14). Половина ширины «идеальной» кривой Эйри

$$pp' = 2\pi/N_R \equiv \lambda/(2N_R). \quad (6.11)$$

Абсцисса кривой (рис. 6.14, *a*) является линейной функцией фазы, а резкость  $N$  определяется либо путем измерений кривой Эйри, полученной с центрального эталонного участка, либо из отражающего покрытия (рис. 6.15). В этом случае любое изменение пропускания  $AQ$  или  $BR$ , соответствующее изменению оптического хода  $pq$  или  $pr$  соответственно, может быть непосредственно преобразовано в доли длины волны с помощью уравнения (6.11). Точность метода зависит от минимальной величины детектированного сигнала, такого, как  $pq$ , который контролируется изгибом кривой Эйри [78]. Эта точность ограничена шумом, характерным для фотодетектирования. Тем не менее при использовании достаточно качественных осциллографа и фотодетектора и при отражающей резкости  $N_R$  интерферометра около 100 (коэффициент отражения  $\sim 97\%$ ), может быть получена точность  $\lambda/1000$  и выше.

В заключение упомянем еще об одном преимуществе интерферометра Фабри — Перо. До сих пор мы обсуждали проблемы определения положения и значения местных погрешностей поверхности, однако очень часто при проведении оптического контроля нас интересует общее среднее качество  $\lambda/t$  всей поверхности. Для этого из эталонной и контролируемой пластин образуют интерферометр Фабри — Перо с известной идеальной отражательной резкостью и сравнивают ее с экспериментальной резкостью, полученной с помощью интерферометра. На рис. 6.15 и 6.16 представлены два набора кривых зависимости эффективной резкости от отражательной способности поверхности: первый — для чистой остаточной сферической кривизны, второй — для гауссова произвольного отклонения от идеальной плоскостности. Эти кривые были вычислены Ройчаудхури [85] с использованием результатов анализа Шабала [28]. Их

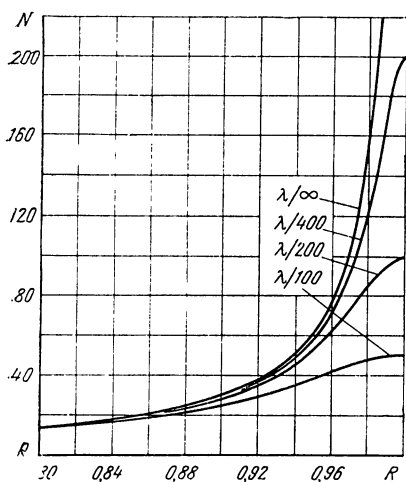


Рис. 6.15. Зависимость эффективной поверхностной резкости  $N$  от коэффициента отражения  $R$  в интерферометре Фабри — Перо для зеркал с остаточной сферичностью. Представлены четыре кривые с различными значениями погрешностей

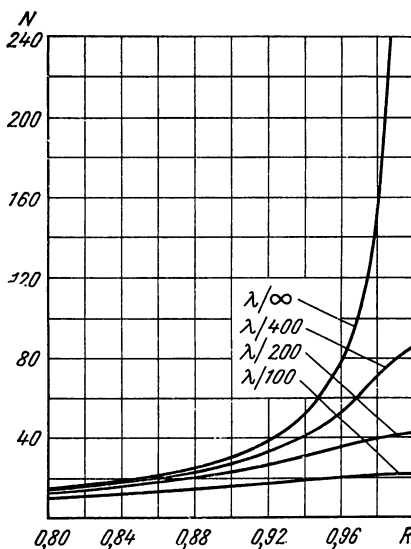


Рис. 6.16. Зависимость эффективной поверхностной резкости  $N$  от коэффициента отражения  $R$  в интерферометре Фабри — Перо для зеркал с дефектами гауссовского типа

полезность иллюстрируется следующим простым примером. Предположим, что эталонная и контролируемая плоскости с коэффициентами отражения 98% дают идеальную резкость отраженных лучей, близкую к 155, а экспериментальная резкость равна, скажем, 80. Тогда из анализа кривых на рис. 6.15 и 6.16 можно заключить, что если контролируемая поверхность имеет только сферическую погрешность, то среднее отклонение от плоскостности немного ниже  $\lambda/200$ . Если же погрешности имеют гауссову природу (классическую или в сочетании с регулярными погрешностями), среднее отклонение, несомненно, должно быть менее  $\lambda/400$ . Чтобы точнее распознать и охарактеризовать отклонение поверхности, следует использовать максимальное пропускание [28, 51, 53] или расширенные полосы Фабри — Перо [13, 49].

## 6.7. ПОЛОСЫ ТОЛАНСКОГО В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ—ПЕРО

Если две плоские, параллельные поверхности с высокой отражательной способностью освещены точечным источником, на любом расстоянии от них можно наблюдать характерный ряд сложных кольцеобразных полос с уменьшающимися вторичными максимумами. Толанский [103, 107] впервые обнаружил и использовал их для изучения тонких кристаллических пластин, поэтому эти нелокализованные многолучевые полосы называют полосами Толанского.



Их применяют при контроле местных погрешностей поверхности. Для повышения эффективности метода зеркала интерферометра должны находиться достаточно близко друг к другу. Наблюдения могут производиться без использования микроскопа путем перекрывания полос удаленным экраном (рис. 6.17). Толанский провел упрощенный анализ метода [108]. Угловые размеры диаметров полос можно приблизительно приравнять  $2\theta_n$ , где  $\theta_n$  определяется формулой Фабри — Перо

$$2t \cos \theta_n = n\lambda. \quad (6.12)$$

Подробное вычисление характеристик полос представлено в работе [2].

Полосы Толанского нашли полезное применение для быстрой настройки лазерных резонаторов [12] и интерферометров Фабри — Перо [40, 85]. Если при этом используются полосы в проходящем свете, вторичные максимумы должны быть точно концентричными первичным (рис. 6.18, а); когда они пересекают их, в поле зрения наблюдается явно выраженный остаточный наклон (рис. 6.18, б). Если же применяются полосы в отраженном свете, когда слабые вторичные темные полосы почти не видны, интерференционную картину следует сделать концентрической с осью конуса полос или освещающего точечного источника.

Еще одно применение полос Толанского заключается в измерении стабильности во времени высококачественных резонаторов Фабри — Перо или лазерных резонаторов. Как упоминалось ранее, полосы, образованные контролируемым резонатором Фабри — Перо, могут перекрываться отстоящим экраном, и их сжатие (или расширение) измеряется в миллиметрах для получения в долях  $\lambda$ .

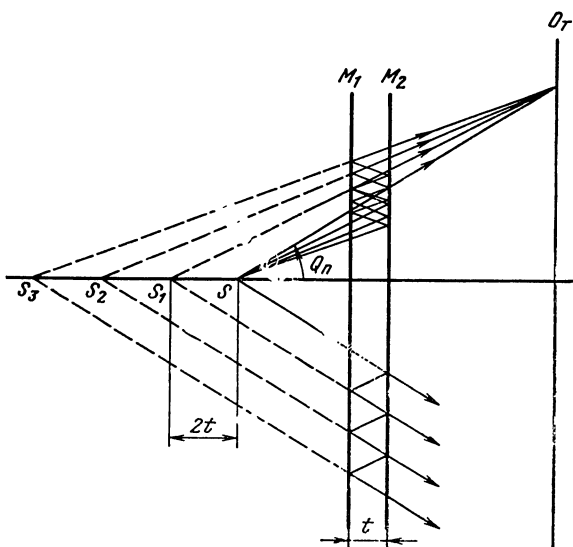


Рис. 6.17. Образование нелокализованных полос Толанского в плоскости  $O_T$  интерферометра Фабри — Перо,  $M_1$ — $M_2$  освещенного точечным источником  $S$  (Правильно: угол  $\theta_n$ )

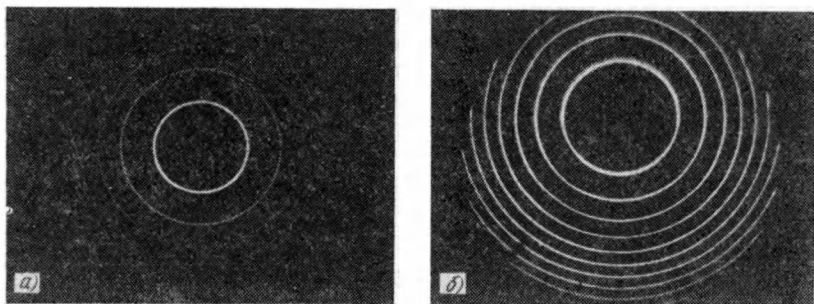


Рис. 6.18. Нелокализованные полосы Толанского между строго параллельными (а) и наклонными (б) пластинами Фабри — Перо

величины продольного увеличения или уменьшения промежутка между зеркалами. Наклон пластин можно измерить, наблюдая пересечения вторичных и первичных полос. Используя эту методику для измерения стабильности во времени промышленного интерферометра Фабри — Перо с пластинами из инвара и прибора собственного производства с пластинами из кеврита и термически компенсированными оправами [84, 85], мы обнаружили значительно большую стабильность второго резонатора.

#### 6.8. МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ КОНТРОЛЯ КРИВОЛИНЕЙНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Как упоминалось во введении, многолучевые интерферометры для контроля криволинейных поверхностей разрабатывались независимо Хэрриоттом [48], Гейнце и др [44] и Биддлсом [14]. Интерферометры очень удобны для точного контроля поверхностей различной кривизны с помощью установленного concentрично с ними эталона. Аналогичные интерференционные устройства можно применять для прецизионных измерений термических градиентов, изменений давления и состава в аэродинамических трубах и т. п. [48].

Основные элементы интерферометра изображены на рис. 6.19, где эталонный апланат  $M_1$  и контролируемая поверхность  $M_2$  образуют concentрическую систему. Точечный источник  $S$  изображается линзой  $L_1$  в общем центре — точке  $C$ . При точном concentриче-

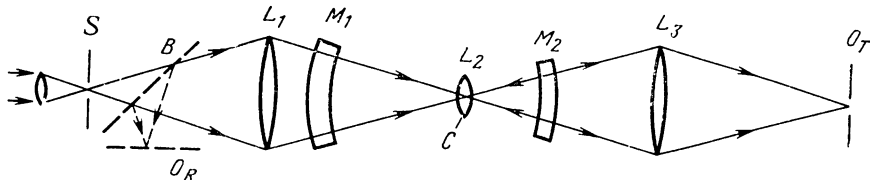


Рис. 6.19. Многолучевой интерферометр для контроля криволинейных поверхностей. Зеркала  $M_1$  и  $M_2$  установлены concentрично с точкой  $C$ . Линза  $L_1$  изображает точечный источник  $S$  в общем центре  $C$ . Наблюдения можно вести в проходящем ( $O_T$ ) и отраженном ( $O_R$ ) свете. Линза  $L_2$  изображает поверхности зеркал  $M_1$  и  $M_2$  одну на другую для корректировки эффекта «ухода»

ском расположении деталей в плоскости  $O_T$  или  $O_R$  наблюдается равномерный сферический волновой фронт. Для получения интерференционных полос одно из зеркал смещают вдоль оси (при этом возникают кольца) или перпендикулярно к ней (появляются прямые полосы). Первую методику также используют с конфокальным сферическим интерферометром Фабри — Перо для получения высокодисперсных спектральных полос [76]. Поскольку при таком смещении возникает отклонение пучков, Хэрриотт [48, рис. 5] поместил в общем центре компенсирующую линзу; с ее помощью отраженные от зеркала лучи возвращаются, повторяя при обратном ходе свой путь, в исходные точки другого зеркала. Тем самым обеспечивается возможность контроля местных погрешностей формы поверхности. В оригинальных обзорах [14, 44, 48] подробно представлены многочисленные модификации этого интерферометра.

Такие сферические интерферометры можно одновременно освещать несколькими (например,  $n$ ) длинами волн, уменьшая промежуток между полосами с  $\lambda/2$  до  $\lambda/(2n)$  и соответственно увеличивая точность контроля (см. п. 6.5) [48]. Поскольку в них обычно используется большое расстояние между пластинами, представляется удобным применение обычных многомодовых лазеров продольного типа для согласования размеров резонаторов лазера и интерферометра Фабри — Перо. При этом следует тщательно учитывать разделение лазерных мод (длину резонатора), свободный спектральный диапазон интерферометра (длину интерференционного резонатора) и его резкость. Согласованность здесь не означает равенства длин; последние могут быть целыми или дробными частями друг друга, как того требуют обстоятельства [48]. При использовании обычного многомодового лазера продольного типа для интерферометров с длинным ходом следует осознавать трудности получения стабильных, высококонтрастных полос [8].

## 6.9. СДВОЕННЫЕ И СЕРИЕС-ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

Ниже описаны две интересные и полезные модификации многолучевого интерферометра Физо. Первая представляет собой соединение интерферометров Физо и Тваймана — Грина с получением

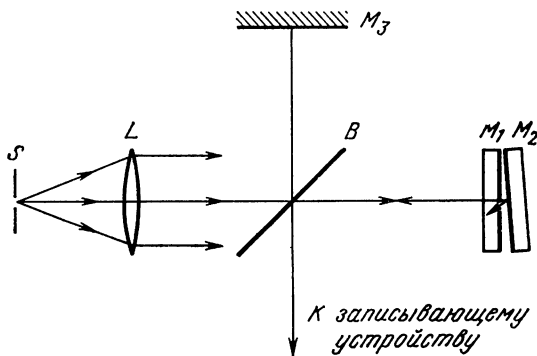


Рис. 6.20. Сдвоенный интерферометр Тваймана — Грина и Физо для контроля контраста и использования динамического метода муара в устройстве Физо

сдвоенного интерферометрического устройства, изображенного на рис. 6.20 [1, 66, 75]. Такие приборы подробно описаны Канье [25] и Кандлером [26]. Во второй модификации вместо двух используются три последовательно расположенные пластины (ср. с рис. 6.22) [79, 81, 89].

### 6.9.1. Сдвоенный интерферометр

Прибор создан на базе интерферометра Тваймана — Грина, в котором одно из зеркал заменено интерферометром Физо, и сочетает несколько достоинств. Исследование непрозрачных оптических плоскостей в интерферометре Физо имеет тот общий недостаток, что полосы в отраженном свете представляют собой резкие черные линии на ярком фоне. Само по себе это явление не составляет серьезной проблемы, хотя при использовании поглощающих отражающих покрытий (например, пленок серебра) контрастность полос очень низка [97, 108]. Условие (6.8) Толапского для полос Физо хорошего качества требует наличия в поле зрения низкочастотных полос, а поскольку они очень резкие, то с большей части контролируемой поверхности, как уже упоминалось, мы не получаем никакой информации (некоторые способы решения этой проблемы обсуждались в п. 6.4 и 6.5). Использование белого света (п. 6.4) или нескольких монохроматических источников с различными длинами волн (п. 6.5) неприемлемо для полос в отраженном свете, так как яркий фон от одного излучения размывает резкие темные полосы от другого. Эта проблема полностью устранена в сдвоенном ин-

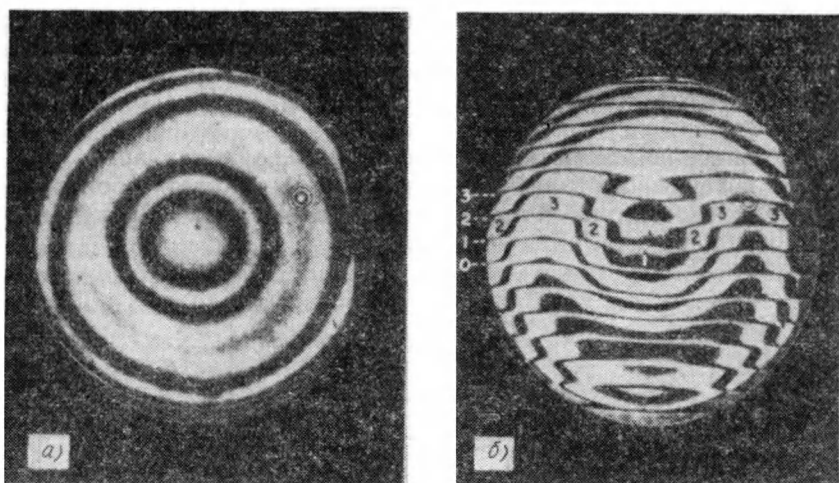


Рис. 6.21. Интерферограмма Тваймана — Грина деформированного зеркала. Концентрические кольца обозначают высокие или низкие участки. Для определения направления порядка интерференции необходимо проведение динамических наблюдений:

*а* — без наложения клиновидного поля; *б* — с наложенным клиновидным полем для определения направления порядка интерференции [66]

терферометре (см. рис. 6.20), позволяющем сохранить высокую контрастность и получить с помощью отражательной интерферометрии Физо полосы, аналогичные полосам в отраженном свете [75]. При этом, однако, следует помнить, что поверхности зеркал  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  и светоделителя  $B$  в вдвоенном интерферометре должны быть очень высокого качества.

Лангенбек [66] подробно описал и другие преимущества этого интерферометра, из которых упомянем лишь основные. Хорошо известно, что муаровая интерферометрия, основанная на взаимном наложении контролируемой и эталонной интерференционных картин при выполнении соответствующих условий увеличивает чувствительность контроля (см. гл. 12). Если эталонная картина включает aberrации самого интерферометра (например, светоделителя и т. п.), результирующая муаровая картина будет содержать абсолютную погрешность контролируемого объекта. Эталонная картина получается в реальном масштабе времени в устройстве Физо, установленном в одной из ветвей вдвоенного интерферометра, и позволяет определять знак погрешности поверхности («бугор» или «яма») непосредственно по результирующей интерферограмме, особенно если полосы Физо используются в качестве эталонной муаровой решетки. Сказанное иллюстрируется рис. 6.21, взятым из работы Лангенбека [66].

### 6.9.2. Сериес-интерферометр

В этой модификации интерферометра Физо, созданной для измерений однородности оптических пластин, контролируемая деталь  $M_2$  (например, высококачественный светоделитель) помещается между двумя эталонными зеркалами  $M_1$  и  $M_2$  (рис. 6.22). Очевидно, что простой контроль плоскостности светоделительной поверхности здесь не достаточен, и одни полосы Физо при наличии погрешностей формы пластины и при ее расположении со стороны наблюдателя не могут непосредственно изобразить изменения коэффициента преломления. Так как интерферирующие пучки света в таком устройстве многократно проходят через контролируемую деталь (см. рис. 6.22), чувствительность метода в определении изменений показателя преломления, или однородности, значительно повышается. Такие интерферометры были независимо друг от друга предложены Сондерсом [89] и Постом [79] и названы ими соответственно последовательные и сериес-интерферометры. Необходимые требования к пластинам таких приборов сформулированы в работах

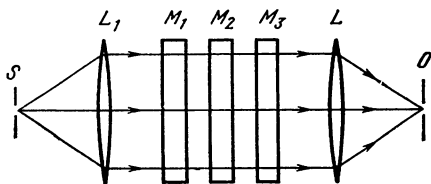


Рис. 6.22. Сериес-интерферометр с тремя зеркалами для прецизионного контроля однородности пластины  $M_2$

Эштона и Марчента [4], Робертса и Лангенбека [81]. В последней описано получение контурной карты изменения показателя преломления с точностью выше чем  $10^{-6}$ .

#### 6.10. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МНОГОЛУЧЕВЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

В гл. 12 сформулированы преимущества голографического интерференционного контроля оптических деталей. Если выбор сделан в его пользу, можно, применяя голограмму для реконструкции волновых фронтов и получая резкие многолучевые полосы, реализовать соответствующую точность контроля. При этом обычно используют нелинейно записанные голограммы, воспроизводящие несколько реконструированных пучков высшего порядка. Технология, предложенная Мацумото [71] и Брингдалем [22], предполагает запись голограммы с одной экспозицией при освещении одной длиной волны. Ее очевидное преимущество заключается в возможности получения многолучевых полос Физо при контроле диффузно отражающих поверхностей.

Берч и др. [24] описали метод, использующий линейную голографическую запись с многократными экспозициями, производимыми при наклонах объекта, изменении направления освещения, или использовании для освещения нескольких немонахроматических источников. Однако прежде чем прибегнуть к многолучевому голографическому контролю с сопутствующими ему трудностями, следует убедиться, что достижение требуемой точности измерений методом двухлучевой интерферометрии невозможно.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aebischer N. Etudes d'Interférences en Ondes Multiples par Diagramme Coplexe Visualiser Franges en Réfexion, *Nouv. Rev. Opte Appl.*, 1, 233 (1970).
2. Aebischer N., Calculs de Profils Dissymétriques Observables sur des Figures d'Interférences en Ondes Multiples Sphériques, *Nouv. Rev. Opte Appl.*, 2, 351 (1971).
3. Airy G., *Mathematical Transactions*, 2nd ed., 1836, p. 301. (obtainable from Library of British Museum, London).
4. Ashton A., Marchant A. C. Note on the Testing of Large Glass Panels, *Opt. Acta*, 14, 203 (1967).
5. Baird K. M. Interferometry: Some Modern Techniques. — In: *Advances in Optical Techniques*, A. C. S. Van Heel, Ed., North-Holland, Amsterdam, 1967, Chap. 4.
6. Baird K. M., Hanes G. R. Interferometers. — In: *Applied Optics and Optical Engineering*, Vol. IV, R. Kingslake, Ed., Academic Press, New York, 1967, Chap. 9.
7. Baracat N., Farghaly A. S., Abd-El-Azim A. Studies on Multiple-Beam Interference Fringes Formed on High Order Planes of Location: Intensity Distribution and Fringe Shift between Successive Planes of Localization, *Opt. Acta*, 12, 205 (1965).
8. Batishko C. R., Shannon R. R. Problem in Large-Path-Difference Laser Interferometry, *Appl. Opt.*, 11, 195 (1972).
9. Benedetti-Michelangeli G. A New Technique for the Evaluation of the Quality of Plane Surfaces, *Appl. Opt.*, 7, 712 (1968).
10. Bennett H. E., Bennett J. M. Precision Measurements in Thin Film Optics. — In: *Physics of Thin Films*, Vol. IV, G. Hass and R. F. Thun, Eds., Academic Press, New York, 1967, Chap. 1.

11. **Bennett J. M.** Measurement of the RMS Roughness, Autocovariance Function and Other Statistical Properties of Optical Surfaces Using a FECO Scanning Interferometer, *Appl. Opt.*, 15, 2705 (1976).
12. **Bergman T. G., Thompson J. L.** An Interference Method for Determining the Degree of Parallelism of Laser Surfaces, *Appl. Opt.* 7, 923 (1968).
13. **Bhatnagar G. S., Singh K., Gurta B. N.** Transmission Profile of a Fabry-Perot Interferometer Suffering from Asymmetric Surface Defects, *Nouv. Rev. Opt.* 5, 237 (1974).
14. **Biddles B. J.** A Non-contacting Interferometer for Testing Steerly Curved Surfaces, *Opt. Acta*, 16, 137 (1969).
15. **Boerch H., Eichler H. J., Pfundstein M., Wiesemann W.** Measurement of Length Shifts Down to  $10^{-5}$  Å with a Thrice-Mode Laser, *IEEE J. Quantum Electron.*, GE-10, 501 (1974).
16. **Born M., Wolf E.** Principles of Optics, 5th ed., Pergamon, Oxford, 1975.
17. **Bouloich M. R.** Dedoublement des Franges d'Interference en Lumiere Naturelle, *J. Phys.* 3rd series, 2, 316 (1893).
18. **Boyd G. D., Gordon J. P.** Confocal Multimode Resonator for Millimeter through Optical Wavelength Masers, *Bell Syst. Tech. J.*, 40, 489 (1961).
19. **Briers J. D.** Interferometric Testing of Optical Systems and Components: a Review, *Opt Laser Technol.*, 4, 28, (1972).
20. **Brossel J.** Multiple-Beam Localized Fringes. I: Intersity Distribution and Localization; II: Conditions and Observation and Formation of Ghosts, *Proc. Phys. Soc.*, 59, 224, 234 (1974).
21. **Bruce C. F., Sharpless F. P.** Relative Flatness Measurement of Uncoated Optical Flats, *Appl. Opt.*, 14, 3082 (1975).
22. **Bryngdahl O.** Multiple-Beam Interferometry by Wavefront Reconstruction, *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 1171 (1969).
23. **Bünnadel R., Oehring H. A., K. Steiner.** Fizeau Interferometer for Measuring the Flatness of Optical Surfaces, *Appl. Opt.*, 7, 331 (1968).
24. **Bursh J. M., Ennos A. E., Wilton R. J.** Dual-and Multiple-Beam Interferometry by Wavefront Reconstruction, *Nature*, 209, 1015 (1966).
25. **Cagnet M.** Methodes Interférométriques Utilisent les Franges de Superposition, *Rev. Opt.*, 33, 1, 113, 229 (1954).
26. **Canler C.** Modern Interferometers, Hilger and Watts, London (1951).
27. **Chabbal R.** Recherche des Meilleures Conditions d'un Spectromètre Photo-electrique Fabry-Perot, *J. Rech. Cent. Nat. Rech. Sci.*, No. 24, p. 138, 1953.
28. **Chabbal R.** Finnesse Limite d'un Fabry-Perot Forte de Lames Imparfaites, *J. Phys. Radium*, 19, 295 (1958).
29. **Clapham P. B., Dew G. D.** Surface Coated Reference Flats for Testing Fully Aluminized Surfaces by Means of a Fizeau Interferometer, *J. Sci. Instrum.*, 44, 899 (1967).
30. **Connes P.** L'Etalon de Fabry-Perot Sphérique, *J. Phys. Radium*, 19, 262 (1958).
31. **Cook A. H.** Interference of Electromagnetic waves, Clarendon Press, Oxford, 1971.
32. **Dew G. D.** A Method for Precise Evaluation of Interferograms, *J. Sci. Instrum.*, 43, 160 (1964).
33. **Dew G. D.** The measurement of Optical Flatness, *J. Sci. Instrum.*, 43, 409 (1966).
34. **Dyson J.** Optical in a Hostile Environment, *Appl. Opt.*, 7, 569 (1968).
35. **Eastman J. M.** Effects and Measurement of the Scattering and Absorption of Thin Films, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 50, 43 (1975).
36. **Eastman J. M., Baumeister P. B.** Measurement of the Microtopography of Optical Surfaces Using a Scanning Fizeau Interferometer, *J. Opt. Soc. Am.*, 64, 1369a (1974).
37. **Fabry C., Perot A.** Sur les Franges des Lames Minces Ardentees et Leur Application a la Mesure de Petites Epaisseurs d'Air, *Ann. Chim. Phys.*, 12, 459 (1897).
38. **Fizeau M. N.** Recherche sur les Modifications que Subit la Vitesse de la Lumière dans le Verre et Plusieurs, *Ann. Chim. Phys.*, 66, 429, 1862a.

39. Fizeau M. N. Recherche sur les Modifications que Subit la Vitesse de la Lumière dans le Verre et Plusieurs Autres Corps Solides sous l'Influence de la Chaleur, C. R. Acad. Sci., Paris, 54, 1237 (1862b).
40. Ford D. L., Shaw J. H. Rapid Method of Aligning Fabry-Perot Etalons, Appl. Opt., 8, 2555 (1969).
41. Fox A. G., Li T. Resonant Model in a Maser Interferometer, Bell Syst. Tech., J., 40, 453 (1961).
42. Hanes G. R. Limiting Precision in Optical Interferometer, Can. J. Phys., 37, 1283 (1959).
43. Hanes G. R. Quantum Limit to Precision of Wavelength Determination, Appl. Opt., 2, 465 (1963).
44. Heintze L. R., Polster H. D., Vrabec J. A Multiple-Beam Interferometer for Use with Spherical Wavefront, Appl. Opt., 6, 1924 (1967).
45. Heisenberg W. The Physical Principles of the Quantum Theory, Dover, New York, 1949.
46. Herriott D. R. Multiple-Wavelength Multiple-Beam Interferometric Observation of Flat Surfaces, J. Opt. Soc. Am., 51, 1142 (1961).
47. Herriott D. R. Spherical-Mirror Oscillating Interferometer, Appl. Opt., 2, 865 (1963).
48. Herriott D. R. Long-Path Multiple-Wavelength Multiple-Beam Interference Fringes, J. Opt. Soc. Am., 729 (1966).
49. Hill R. M. Some Fringe-Broadening Defects in a Fabry-Perot Etalon, Opt. Acta, 10, 141 (1963).
50. Hill R. M., Bruce C. F. Limiting Precision in a Scanning Optical Interferometer, Aust. J. Phys., 15, 194 (1962).
51. Hodgkinson I. J. A Method for Mapping and Determining the Surface Defects Function of Pairs of Coated Optical Flats, Appl. Opt., 8, 1373 (1969).
52. Hodgkinson I. J. The Application of Fringes of Equal Chromatic Order to the Assessment of the Surface Roughness of Polished Fused Silica, J. Phys., E3, 300 (1970).
53. Jacquinet M. P. New Developments in Interference Spectroscopy, Rep. Prog. Phys., 23, 267 (1960).
54. Jenkins F. A., White H. E. Fundamentals of Optics, 3rd ed. McGraw-Hill, New York, 1957.
55. Kinosita K. Numerical Evaluation of the Intensity Curve of a Multiple-Beam Fizeau Fringe, J. Phys. Soc. Jap., 8, 219 (1953).
56. Koehler W. F. Multiple-Beam Fringes of Equal Chromatic Order. I: Phase Change Considerations; II: Mechanism of Polishing Glasses, J. Opt. Soc. Am., 43, 738, 743 (1953).
57. Koehler W. F. Multiple-Beam Fringes of Equal Chromatic Order. IV: Use of Multilayer Film, J. Opt. Soc. Am., 45, 934 (1955a).
58. Koehler W. F. Multiple-Beam Fringes of Equal Chromatic Order. VII: Mechanism of Polishing Glass, J. Opt. Soc. Am., 45, 1015 (1955b).
59. Koehler W. F., Eberstein A. Multiple-Beam Fringes of Equal Chromatic Order. III: The Cleavage of Topaz, J. Opt. Soc. Am., 43, 747 (1953).
60. Koehler W. F., White W. C. Multiple-Beam Fringes of Equal Chromatic Order. V: Fringe Fine Structure; VI: Method of Measuring Roughness, J. Opt. Soc. Am., 45, 940, 1011 (1955).
61. Koppelman G. Eine beugungsbedingte Auflösungs Grenze in der Mehrstrahl-Interferometrie, Opt. Acta, 13, 211 (1966).
62. Koppelman G. Multiple-Beam Interference and Natural Modes in Open Resonators: — In: Progress in Optics, Vol. VII, E. Wolf, Ed., Wiley-Interscience, New York, 1969, Chap. 1.
63. Koppelman G., Krebs K. Eine Registrier Methode zur Vermessung der Reliefs höchsterbener Oberflächen, Optik, 18, 349 (1961).
64. Kuhn H. New Technique in Optical Interferometry, Rep. Phys. Soc. Prog. Phys., 14, 80 (1951).
65. Lang J., Scott G. Resolution Limits in Multiple-Beam Interferometry, J. Opt. Soc. Am., 58, 81 (1968).
66. Langenbeck P. Optical Wavefront Mapping by Dual Interferometry, J. Opt. Soc. Am., 58, 499 (1968).



67. **Langenbeck P.** Fizeau Interferometer — Fringe Sharpening, *Appl. Opt.*, **9**, 2053 (1970).
68. **Laurent L.** Sur Phisieurs Appareils d'Optique, Destinés à Contrôler les Surfaces Planes; Parallèles, Perpendiculaires et Obliques, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **96**, 1035 (1883).
69. **Logan J. L.** Gravitational Waves — a Progress Report, *Phys. Today*, March, p. 44 (1973).
70. **Malacara D., Cornejo A., Murty M. V. R. K.** Bibliography of Various Optical Testing Methods, *Appl. Opt.*, **14**, 1065 (1975).
71. **Matsumoto K.** Holographic Multiple-Beam Interferometry, *J. Opt. Soc. Am.*, **59**, 777 (1969).
72. **Moos H. W., Imbusch G. F., Mollenauer L. F., Schawlow A. L.** Tilted-Plate Interferometry with Large Plate Separations, *Appl. Opt.*, **2**, 817 (1963).
73. **Moos G. E., Miller L. R., Forward R. L.** Photon-Noise-Limited Laser Transducer for Gravitational Antenna, *Appl. Opt.*, **10**, 2495 (1971).
74. **Murty M. V. R. K.** Multiple-Pinhole Multiple-Beam Interferometric Observation of Flat Surfaces, *Appl. Opt.*, **1**, 364 (1962).
75. **Pastor J., Lee P. H.** Transmission Fringes in Reflection Multiple-Beam Interferometry, *J. Opt. Soc. Am.*, **58**, 149 (1968).
76. **Persin A., Vukicevic D.** Block Defocused Spherical Fabry — Perot Interferometer, *Appl. Opt.*, **12**, 275 (1973).
77. **Pilston R. G., Steinberg G. N.** Multiple-Wavelength Interferometry with Tunable Source, *Appl. Opt.*, **8**, 553 (1969).
78. **Polster H. D.** Multiple-Beam Interferometry, *Appl. Opt.*, **8**, 522 (1969).
79. **Post D.** Characteristics of the Series Interferometer, *J. Opt. Soc. Am.*, **44**, 243 (1954).
80. **Raymood O. J.** Limiting Fringe Pointing Precision in a Scanning Two — Beam Interferometry, *Appl. Opt.*, **9**, 1140 (1970).
81. **Roberts F. E., Langenbeck P.** Homogeneity Evaluation of Very Large Disks, *Appl. Opt.*, **8**, 2311 (1969).
82. **Roesler F. L., Traub W.** Precision Mapping of Pairs of Uncoated Optical Flats, *Appl. Opt.*, **5**, 463 (1966).
83. **Roesler F. L.** Mapping of High Quality Optical Flats without Reflection Coating, *J. Opt. Soc. Am.*, **52**, 471 (1962).
84. **Roychoudhuri C.** Brillouin Spectra of  $\text{CaF}_2$  Microcrystals Using a Stable 3-Pass Fabry — Perot Interferometer, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 543 (1973a).
85. **Roychoudhuri C.** Multi-Pass Fabry — Perot Interferometer for Brillouin-Scatter Measurements, Ph. D. Thesis, University of Rochester, New York, 1973b; University Microfilms No 74-14413.
86. **Roychoudhuri C.** Dynamic and Multiplex Holography with Scanning Fabry — Perot Fringes, *Opt. Commun.*, **10**, 160 (1974).
87. **Roychoudhuri C.** Response of Fabry — Perot Interferometers to Light Pulses of Very Short Duration, *J. Opt. Soc. Am.*, **65**, 1418 (1975).
88. **Saunders J. B.** Precise Topography of Optical Surfaces, *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **47**, 148 (1951).
89. **Saunders J. B.** In-Line Interferometer, *J. Opt. Soc. Am.*, **44**, 241 (1954).
90. **Schulz G.** Ein Interferenzverfahren zur absoluten Ebenheitsprüfung langs beliebig Zentralschnitte, *Opt. Acta*, **14**, 375 (1967).
91. **Schulz G., Schwider J.** Precise Measurement of Planeness, *Appl. Opt.*, **6**, 1077 (1967).
92. **Schulz G. and Schwider J.** Interferometric Testing of Smooth Surfaces. — In: *Progress in Optics*, Vol. XIII, E. Wolf, Ed., American Elsevier, New York, 1976.
93. **Schulz G., Schwider J., Hiller C., Kicker B.** Establishing an Optical Flatness Standart, *Appl. Opt.*, **10**, 929 (1971).
94. **Schulz L. G.** Accurate Thickness Measurements with a Fabry — Perot Interferometer, *J. Opt. Soc. Am.*, **40**, 177 (1950a).
95. **Schulz L. G.** An Interferometric Method for Accurate Thickness Measurements of Thin Evaporated Films, *J. Opt. Soc. Am.*, **40**, 690 (1950b).
96. **Schulz L. G.** The effect of Phase Changes in White Light Interferometry, *J. Opt. Soc. Am.*, **41**, 261 (1951a).

97. **Schulz L. G.** An Interferometric Method for the Determination of the Absorption Coefficients of Metals, with Results for Silver and Aluminium, *J. Opt. Soc. Am.*, 41, 1047 (1951b).
98. **Schulz L. G., Scheibner E. J.** An Experimental Study of the Change in Phase Accompanying Reflection of Light from Thin Evaporated Films, *J. Opt. Soc. Am.*, 40, 761 (1950).
99. **Schwider J.** Informationssteigerung in der Vielstrahlinterferometrie, *Opt. Acta*, 15, 351 (1968).
100. **Shaan M. S., Little V. I.** The Application of Multiple-Beam White-Light Fringes to the Study of Surfaces, *J. Phys.*, D8, 1003 (1975).
101. **SIRA** New Aid for the Optical Industry: an Interferometer for Testing Deeply Curved Lens Surfaces, *SIRA News-Sheet (Impact)*, No. 5, 1967.
102. **Thornton B. S.** An Uncertainty Relation in Interferometry, *Opt. Acta*, 4, 41 (1957).
103. **Tolansky S.** New Non-localized Interference Fringes, *Philos. Mag.*, 34, 555 (1943).
104. **Tolansky S.** New Contributions to Interferometry. II: New Phenomena with Newton's Rings; III: The Differential Polarization Phase Change on Reflection at a Thin Silver Film, *Philos. Mag.*, Ser. 7, 35, 120, 179 (1944).
105. **Tolansky S.** New Contributions to Interferometry. V: New Multiple-Beam White Light Interference Fringes and Their Applications, *Philos. Mag.*, Ser. 7, 36, 225 (1945a).
106. **Tolansky S.** Topography of Crystal Faces. I: The Topography of a (100) Faces of a Left-Handed Quartz Crystal Faces. — In I: The Topography of Cleavage Faces of Mica and Selenite, *Proc. Roy. Soc.*, A184, 41, 51 (1945b).
107. **Tolansky S.** Further Interferometric Studies with Mica: New Multiple-Beam Fringes and Their Application, *Proc. Roy. Soc.*, A186, 261 (1946).
108. **Tolansky S.** Multiple-Beam Interferometry of Surfaces and Films, Oxford University Press, Oxford, 1948a, Dover, New York, 1970.
109. **Tolansky S.** Multiple-Beam Interferometry, Oxford University Press, Oxford, 1948b.
110. **Tolansky S.** Multiple-Beam Fringes, Clarendon Press, Oxford, 1948c.
111. **Tolansky S.** Surface Microtopography, Interscience, New York, 1960.
112. **Tolansky S.** Introduction to Interferometry, Longmans, London, 1966.
113. **Tolansky S.** Microstructure of Surfaces Using Interferometry, Edward Arnold, London, 1968.
114. **Tolansky S., Emara S. H.** Precision Multiple-Beam Interference Fringes with High Lateral Microscopic Resolution, *J. Opt. Soc. Am.*, 45, 792 (1955).
115. **Vinokurov V. M., Ardamatski A. L., Popov L. V.** The Structure of the Disrupted Layer. — In: Generation of Surfaces, K. G. Kumanin, Ed., Focal Library London, 1962, Chap. I (оригинал на русском языке: — В кн.: Формообразование оптических поверхностей, Оборонгиз, 1962, с. 7—57).
116. **Vrabel J., Brown E. B.** The Practice of Interferometry, *Opt. Eng.*, 14, 124 (1975).
117. **Williams W. E.** Applications of Interferometry, Methuen, London, 1950.

# Интерферометры с многократным прохождением лучей

*П. Харихаран*

В этой главе рассмотрены разновидности традиционных интерферометров для оптического контроля, в которых один или несколько волновых фронтов возвращаются обратно, а также эффекты, связанные с их двумя и более проходами через всю систему либо часть ее. Такие интерферометры часто имеют явные преимущества перед обычными приборами.

## 7.1. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ С ДВОЙНЫМ ПРОХОЖДЕНИЕМ ЛУЧЕЙ

### 7.1.1. Разделение aberrаций

Интерференционная картина, получаемая при контроле линзы в интерферометре Тваймана — Грина, представляет собой контурную карту волнового фронта, проходящего через апертуру детали. При наличии большого количества aberrаций, оценка отдельных погрешностей значительно усложняется. Эта проблема может быть упрощена, если в интерферометре Тваймана — Грина реализовать двойное прохождение лучей [9] так, чтобы симметричные и асимметричные составляющие волновой aberrации (см. прил. 3) проявлялись в различных интерферограммах.

Лучи, выходящие параллельным пучком из интерферометра (рис. 7.1), фокусируются линзой  $L_2$  на плоском зеркале  $M_3$  и направляются им обратно в прибор. После двойного прохождения в приборе они отклоняются светоделителем  $S_2$  и фокусируются линзой  $L_1$  в плоскости наблюдения. Если слегка сместить в сторону источник света, два его изображения в этой плоскости расходятся в противоположных направлениях и появляется возможность наблюдать либо полосы, создаваемые лучами двойного прохождения, либо нормальную интерференционную картину.

Обозначим четыре луча с двойным прохождением, получаемые из луча, падающего на светоделитель  $S_1$  в точке  $O$ , соответственно через

$$\begin{aligned} &AA' (SOAOM_3O'A'O'S), \\ &AB' (SOAOM_3O'B'O'S), \\ &BA' (SOBOM_3O'A'O'S) \text{ и} \\ &BB' (SOBOM_3O'B'O'S) \end{aligned}$$

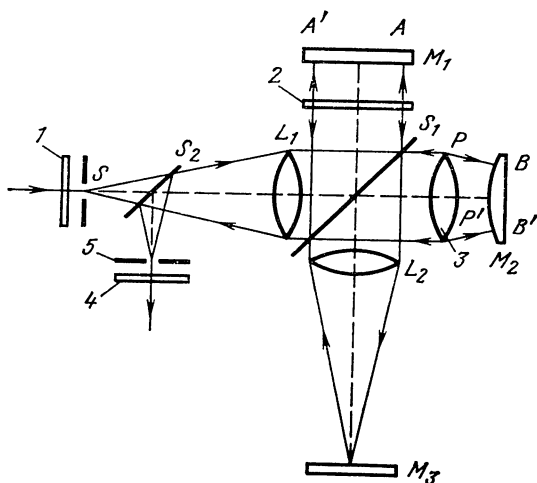


Рис. 7.1. Интерферометр Тваймана — Грина с двойным прохождением лучей для разделения симметричных и несимметричных aberrаций волнового фронта [9]:

1 — поляризатор; 2 — четвертьволновая пластина; 3 — контролируемая линза; 4 — анализатор; 5 — окулярная диафрагма

с учетом путей, которые они проходят в прямом и обратном направлении. Волновые фронты, выходящие из интерферометра, инвертируются перед возвращением, и легко заметить, что если при первом прохождении луч  $BB'$  пересекает зрачок контролируемой линзы в точке  $P(r, \varphi)$ , то в обратном ходе он попадает в диаметрально противоположную точку  $P'(r, \pi + \varphi)$ . Аналогично в момент, когда луч  $BA'$  проходит точку  $P$ , луч  $AB'$  пересекает зрачок в  $P'$ .

В этих точках члены выражений для полной aberrации волнового фронта [10], содержащие четные степени  $\cos \varphi$  и представляющие собой дефокусировку, сферическую aberrацию и астигматизм, одинаковы по значению, тогда как члены с нечетными степенями  $\cos \varphi$  (т. е. члены дисторсии и комы) равны, но противоположны по знаку. Поэтому общие значения ходов четырех лучей с двойным проходом можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} D_{AA'} &= D; \\ D_{BA'} &= D + 2W_{\text{четн}} + 2W_{\text{нечетн}} + \Delta D; \\ D_{AB'} &= D + 2W_{\text{четн}} - 2W_{\text{нечетн}} + \Delta D; \\ D_{BB'} &= D + 2W_{\text{четн}} + 2W_{\text{нечетн}} + \Delta D + 2W_{\text{четн}} - 2W_{\text{нечетн}} + \\ &\quad + \Delta D = D + 4W_{\text{четн}} + 2\Delta D, \end{aligned} \quad (7.1)$$

где  $W_{\text{четн}}$  и  $W_{\text{нечетн}}$  — суммы членов, включающих соответственно четные и нечетные степени  $\cos \varphi$  (см. прил. 3);  $\Delta D$  — разность длин ходов  $A$  и  $B$  для главного луча.

Чтобы подобрать необходимое сочетание лучей с двойным прохождением, выходящий из коллиматора пучок поляризуют в вертикальной плоскости и в ход  $A$  вводят четвертьволновую пластину. Плоскость поляризации лучей  $AB'$  и  $BA'$  при этом поворачивается на  $90^\circ$ , а у  $AA'$  и  $BB'$  остается неизменной. Поэтому, если ось анализатора установить вертикально, то лучи  $AB'$  и  $BA'$  устраняются,

а между лучами  $AA'$  и  $BB'$  возникает интерференция. Выражение для разности хода при этом можно записать в виде

$$D_{BB'} - D_{AA'} = 4W_{\text{четн}} + 2\Delta D. \quad (7.2)$$

Симметричные погрешности — дефокусировка, сферическая aberrация и астигматизм — отражены на такой интерферограмме с двойной чувствительностью, а несимметричные aberrации полностью устранены.

При повороте оси анализатора в горизонтальное положение, выделяются и интерферируются лучи  $AB'$  и  $BA'$ , разность хода между которыми

$$D_{BA'} - D_{AB'} = 4W_{\text{нечетн}}. \quad (7.3)$$

В такой интерферограмме представлены только асимметричные aberrации — дисторсия и кома, а также наклоны эталонного зеркала, эквивалентные введению дополнительного «нечетного» члена.

На рис. 7.2 представлены типичные интерферограммы, полученные при контроле нескорректированной линзы:  $a$  — обычная интерферограмма Тваймана — Грина и  $b$ ,  $в$  — картины, образованные лучами с двойным проходом и показывающие «четные» и «не-

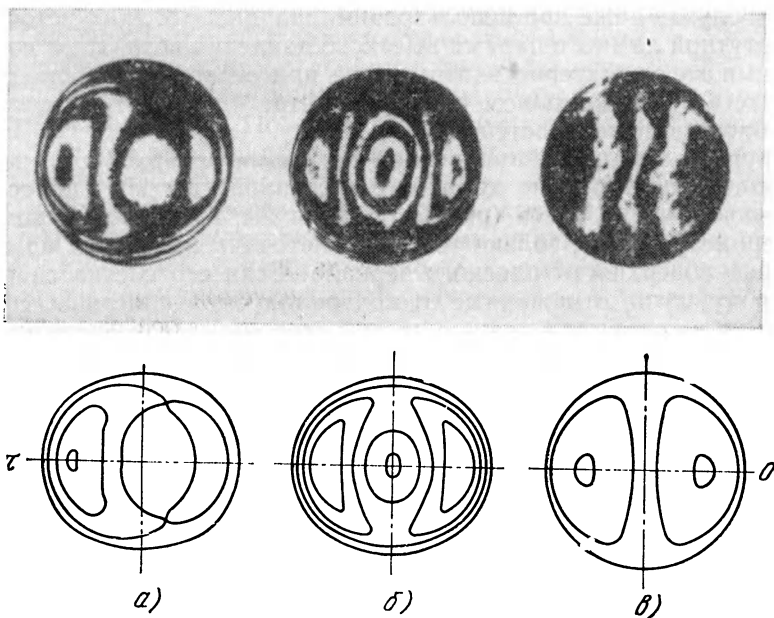


Рис. 7.2. Интерферограммы, полученные в интерферометре Тваймана — Грина с двойным прохождением лучей, под каждой из которых помещена картина, созданная с помощью выражений для наиболее важных aberrационных членов:

$a$  — нормальная интерферограмма ( $2W = 0,25 + 1,85r \cos \varphi - 3,99r^2 - 2,75r^2 \cos^2 \varphi - 1,57r^3 \cos \varphi + 4,33r^4 + 1,72r^4 \cos^2 \varphi$ );  $б$  — интерферограмма с двойным прохождением лучей, показывающая только «четные» члены ( $4W_{\text{четн}} = 0,5 - 7,98r^2 - 5,5r^2 \cos^2 \varphi + 8,66r^4 + 3,44r^4 \cos^2 \varphi$ );  $в$  — интерферограмма с двойным прохождением лучей, показывающая нечетные члены ( $4W_{\text{нечетн}} = 3,70r \cos \varphi - 3,14r^3 \cos \varphi$ ) [19]

четные» составляющие aberrации волнового фронта. Под каждой интерферограммой приведены картины с графическим изображением математических выражений наиболее важных членов aberrации.

### 7.1.2. Снижение требований к когерентности

Клиновидность плоскопараллельных пластин обычно измеряют на интерферометре Физо. Он обладает тем недостатком, что разность хода между интерферирующими волновыми фронтами всегда вдвое больше оптической толщины контролируемой детали, и поэтому для аттестации толстых пластин необходим точно сколлимированный пучок монохроматического света. Даже при лазерном источнике приходится применять хорошо скорректированный объектив. Этот недостаток может быть устранен, если лучи проходят через интерферометр дважды и образуют полосы между контролируемой пластиной и ее перевернутым изображением.

Один из способов реализации сказанного [2] заключается в использовании волновых фронтов, прошедших через контролируемую пластину и возвращенных обратно с помощью вспомогательной афокальной системы. При этом на поверхности детали необходимо нанести покрытия с высокой отражательной способностью  $R$ . В этом случае даже при использовании широкополосного источника типа ртутной лампы с парами высокого давления возникают полосы с такими же характеристиками, как и при строго монохроматическом свете в традиционном интерферометре Физо с отражательной способностью поверхностей  $R^2$ .

Другой вариант, не требующий покрытия поверхностей, подразумевает использование дважды отраженной системы полос [15]. Оптическая схема здесь (рис. 7.3) такая же, как и в обычном интерферометре Физо, только точечный источник находится на отражающей поверхности плоского зеркала. Если его слегка сдвинуть в сторону, лучи, отраженные от контролируемой пластины, сфокусируются на зеркале в точке с другой стороны от оси, снова вернутся в интерферометр и после второго прохождения попадают в плоскость наблюдения.

Луч, пересекающий контролируемую пластину в точке  $P(x, y)$  при первом проходе, попадет в точку  $P'(-x, -y)$  при втором. Допустим, что  $t(x, y)$  — оптическая толщина пластины в точке  $P$ ,  $\zeta = (2\pi/\lambda)[t(x, y) + t(-x, -y)]$  и  $\psi = (2\pi/\lambda)[t(x, y) - t(-x, -y)]$ , и предположим, что ширина спектра излучения источника такова, что для разности фаз  $\zeta$  интерференция не должна иметь места и

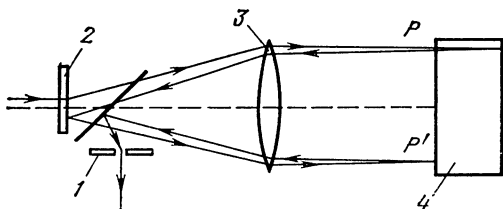


Рис. 7.3. Интерферометр Физо с двойным прохождением лучей для контроля плоскопараллельных пластин [15]:

1 — окулярная диафрагма; 2 — зеркало с точечным отверстием; 3 — линза коллиматора; 4 — контролируемая пластина

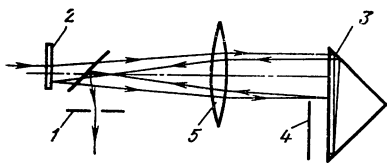


Рис. 7.4. Интерферометр Физо с двойным прохождением лучей для контроля отражающих призм [16]:

1 — окулярная диафрагма; 2 — зеркало с точечным отверстием; 3 — контролируемая призма; 4 — экран; 5 — линза коллиматора

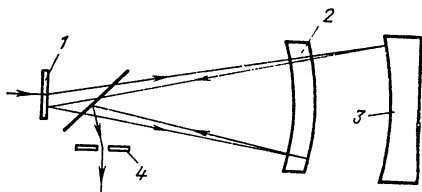


Рис. 7.5. Интерферометр Физо с двойным прохождением лучей для контроля вогнутых поверхностей [14]:

1 — зеркало с точечным отверстием; 2 — эталонная поверхность; 3 — контролируемая поверхность; 4 — окулярная диафрагма

изменение  $\psi$  в пределах этой ширины полосы может не учитываться. Тогда для непокрытой стеклянной пластины, отражательная сила  $R$  которой мала, яркость полос в любой точке равна

$$I(x, y) = 2I_0 R^2 (2 + \cos 2\psi), \quad (7.4)$$

где  $I_0$  — интенсивность падающего луча. Это соответствует распределению интенсивности в двухлучевых полосах с видимостью 0,5, приемлемой для большинства измерений. На такой интерферограмме будут видны только асимметричные погрешности (например, клин) контролируемой пластины, причем с чувствительностью, вдвое большей, чем в обычном интерферометре Физо.

Интерферометр Физо с двойным прохождением лучей можно также использовать для контроля прямоугольных призм и угловых отражателей [16]. Половину гипотенузной грани контролируемой детали при этом закрывают непрозрачным экраном, чтобы разделить волновой фронт, отраженный от незакрытой половины грани, и прошедший через призму и отраженный обратно экраном (рис. 7.4). Угол между этими фронтами удваивается при втором прохождении лучей, и чувствительность к угловым ошибкам здесь вдвое превышает чувствительность, получаемую в интерферометре Тваймана — Грина.

Для контроля вогнутых поверхностей может быть использован другой вариант этого интерферометра, схематически изображенный на рис. 7.5 [14]. При обычном источнике расстояние между эталонной поверхностью и вогнутым зеркалом не может быть очень большим и один эталон позволяет проконтролировать только ограниченный диапазон значений кривизны. Проблему можно устранить, если использовать лазерный источник света, но при этом возникают нежелательные интерференционные полосы из-за отражения лучей от других поверхностей. Применение схемы с двойным прохождением лучей позволяет осуществлять контроль широкого диапазона значений кривизны с помощью одного эталона и при использовании обычного источника света.

В этом случае, как и в предыдущем, на интерферограмме видны только асимметричные погрешности контролируемого объекта. Вращая зеркало с точечным отверстием вокруг оси, проходящей через общий центр кривизны, можно внести дополнительный сдвиг меж-

ду перевернутыми волновыми фронтами, тогда симметричные погрешности могут быть вычислены из результирующих интерферограмм. Для интерференционных картин со сдвигом и без него используются различные части эталонной поверхности, но если она точно сферическая, то это не вносит никаких погрешностей.

### 7.1.3. Повышение точности измерений благодаря двойному прохождению лучей

Точность измерений, обеспечиваемая с помощью традиционного двухлучевого интерферометра, зависит от погрешности определения местного смещения  $\Delta Q$  полос, оценивается в долях расстояния между ними  $Q$  и ограничивается синусоидальным распределением интенсивности в двухлучевых полосах. В гл. 6 был рассмотрен один из способов повышения точности — многолучевая интерферометрия. В некоторых случаях также успешно может применяться интерферометрия с двойным прохождением лучей [4, 7].

Рассмотрим интерферометр Тваймана — Грина с двойным прохождением лучей (рис. 7.6). Его зеркала  $M_1$  и  $M_2$  в вертикальной плоскости перпендикулярны к исходным падающим пучкам, а в горизонтальной наклонены к ним под углом  $\pi/2 + \alpha$ . В результате  $M_1$  и  $M_2'$  — мнимое изображение  $M_2$  в светоделителе — составляют друг с другом угол  $2\alpha$ . В этом случае единственным присутствующим

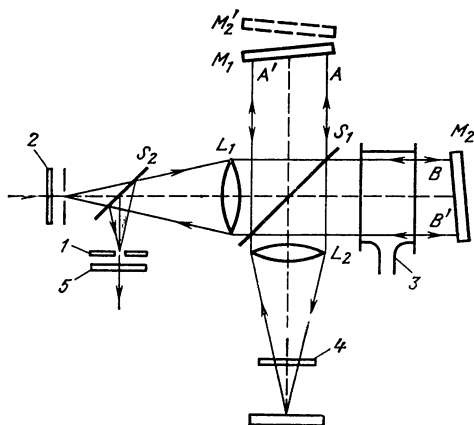


Рис. 7.6. Интерферометр Тваймана — Грина с двойным прохождением лучей для получения модулированных полос [4]:

1 — окулярная диафрагма; 2 — поляризатор; 3 — газовая кювета компенсатора; 4 — четвертьволновая пластина; 5 — анализатор

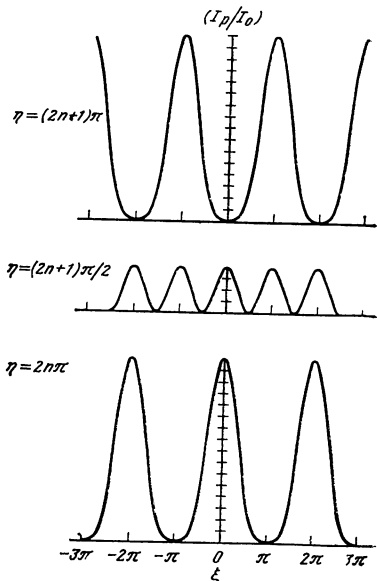


Рис. 7.7. Распределение интенсивности в полосах, полученных в интерферометре Тваймана — Грина с двойным прохождением лучей, для различных значений разности фаз между двумя ходами  $\eta$  [4]



щим членом абберации является «нечетный» наклон. Величину полного оптического хода четырех лучей с двойным прохождением, выходящих из интерферометра на расстоянии « $x$ » от центра поля в горизонтальной плоскости определяем из уравнения (7.1) как

$$\begin{aligned} D_{AA'} &= D; \\ D_{AB'} &= D + 4x\alpha + 2d; \\ D_{BA'} &= D - 4x\alpha + 2d; \\ D_{BB'} &= D + 4d, \end{aligned} \quad (7.5)$$

где  $d$  — расстояние между  $M_1$  и  $M_2'$  в центре поля. Если все четыре луча будут интерферировать, комплексная амплитуда  $A$  в этой точке может быть записана в виде

$$A_p = A \exp - (2\pi i D / \lambda) [1 + \exp - 2i(\eta - \xi) + \exp - 2i(\eta + \xi) + \exp - 4i\eta], \quad (7.6)$$

где  $\xi = (2\pi / \lambda) 2x\alpha$ ;  $\eta = (2\pi / \lambda) d$ ;  $A$  — амплитуда, соответствующая одному лучу. Интенсивность, получаемая умножением  $A$  на ее комплексную сопряженную величину, равна

$$I_p = 4I_0 (\cos 2\xi + \cos 2\eta)^2, \quad (7.7)$$

где  $I_0$  — интенсивность одного луча.

На рис. 7.7 представлено распределение интенсивности в системе полос, полученное из уравнения (7.7) для трех различных величин разности фаз  $\eta$  между двумя ходами в центре поля. Изменение  $\eta$  не приводит к смещению полос и вызывает только изменение в распределении излучения. Если  $\eta = 0$  или  $n\pi$ , где  $n$  — целое число, каждая вторая полоса подавляется; при  $\eta = (2n + 1)\pi/2$  все полосы имеют одинаковое излучение и очень небольшое изменение величины  $\eta$  приводит к заметному различию в яркости между смежными полосами. Этот эффект (при использовании соответствующего компенсатора) может оказаться полезным для точного определения нулевого положения и измерений разности оптического хода с погрешностью до  $\lambda/500$ .

Описанную методику с успехом применяют и для измерения показателя преломления и толщин тонких пленок [8]. Используя интерферометр Физо и двойное прохождение лучей, можно получить еще более высокую точность [5, 6].

## 7.2. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ С МНОГОКРАТНЫМ ПРОХОЖДЕНИЕМ ЛУЧЕЙ

В данном типе интерферометрии можно получить непосредственное визуальное представление погрешностей волнового фронта с повышенной точностью. При этом для увеличения отношения смещения  $\Delta Q$  полосы к среднему расстоянию  $Q$  между полосами используют тот фактор, что общая деформация волнового фронта

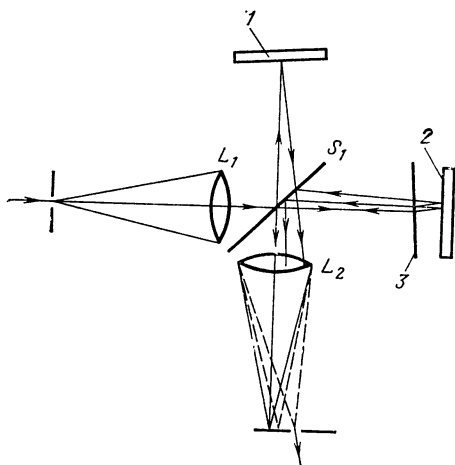


Рис. 7.8. Интерферометр Тваймана — Грина с многократным прохождением лучей [12]: 1 — эталонное зеркало; 2 — контролируемая поверхность; 3 — вспомогательный светоделитель

апертуры в фокальной плоскости  $L_2$  луч, претерпевший любое необходимое число отражений от контролируемого зеркала. Если эталонное зеркало наклонено так, чтобы свет, отраженный от него, проходил через ту же апертуру, между образцовым волновым фронтом и фронтом, претерпевшим  $n$  отражений от контролируемой детали, возникнут двухлучевые интерференционные полосы, деформация которых равна  $2n\Delta t$ , где  $\Delta t$  — отклонение поверхности от плоскостности.

В получаемой при этом интерферограмме  $\Delta Q/Q = 2n\Delta t/\lambda$ , т. е. ее чувствительность в  $n$  раз выше чувствительности классического интерферометра Тваймана — Грина.

Интенсивность двух интерферирующих лучей можно сделать приблизительно равной, а видимость полос оптимизировать, если использовать вспомогательный светоделитель с высоким коэффициентом пропускания и эталонное стеклянное зеркало с непокрытой поверхностью. Удачное решение той же задачи предложено Лангенбеком [12] и заключается в применении модифицированной оптической системы, в которой эталонный пучок отражается от непокрытой стеклянной поверхности под углом Брюстера. Вращая плоскость поляризации излучения источника света с помощью пластины  $\lambda/2$ , можно контролировать степень ослабления эталонного пучка.

На рис. 7.9 показаны типичные интерферограммы плоской поверхности, имеющей в центре квадратное углубление на  $\lambda/8$ . Рис. 7.9, а представляет собой стандартную интерферограмму Тваймана — Грина с отражением первого порядка, а рис. 7.9, б — 7.9, д — интерферограммы с многократным отражением второго, третьего, четвертого и пятого порядков, показывающие увеличение относительного смещения полосы  $\Delta Q/Q$ .

пропорциональна количеству его отражений от контролируемой оптической системы или проходов через нее.

На рис. 7.8 изображена оптическая система интерферометра Тваймана — Грина с многократным прохождением лучей [11]. В одну из его ветвей вводят дополнительный светоделитель. Если он слегка наклонен к контролируемому зеркалу, возникающие между ними многократно отраженные лучи вызывают появление в задней фокальной плоскости линзы  $L_2$  ряда изображений источника света с боковым смещением относительно друг друга. Это позволяет выбрать с помощью

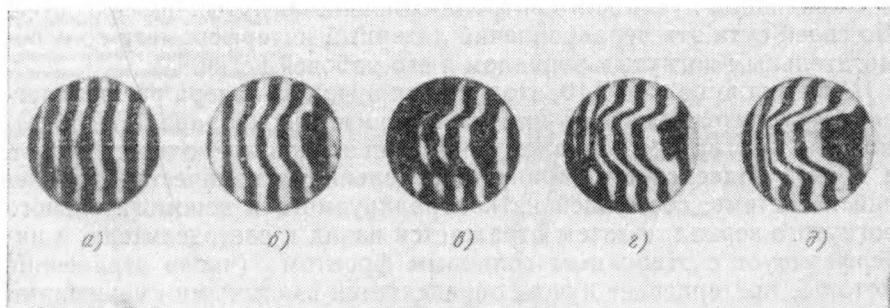


Рис. 7.9. Интерферограммы плоской поверхности с прямоугольным углублением на  $\lambda/8$  в центре, полученные на интерферометре Тваймана — Грина с многократным прохождением лучей [11]:

*a* — первый порядок; *б* — второй порядок; *в* — третий порядок; *г* — четвертый порядок; *д* — пятый порядок

Рис. 7.10. Интерферометр с многократным прохождением лучей для контроля вогнутых поверхностей [1]:

1 — анализатор; 2 — светоделитель; 3 — контролируемое зеркало

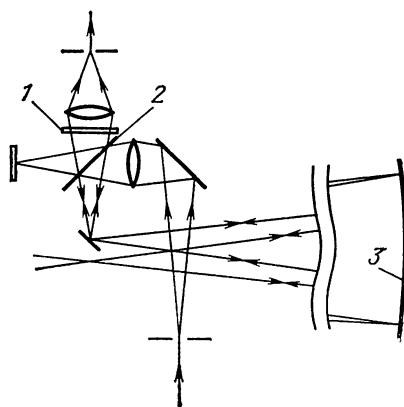
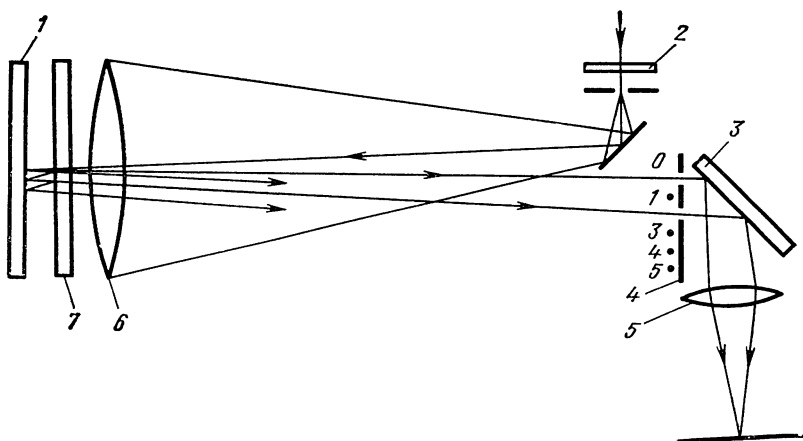


Рис. 7.11. Интерферометр Физо с многократным прохождением лучей [12]:

1 — контролируемая поверхность; 2 — четвертьволновая пластина; 3 — частично покрытое зеркало; 4 — диафрагма; 5 — вспомогательная линза; 6 — линза коллиматора; 7 — эталонная пластина



Бубис [1] описал модифицированный прибор с многократным прохождением лучей для контроля больших вогнутых поверхностей. По своей сути это неравноплечий лазерный интерферометр со вспомогательным вогнутым зеркалом в его рабочей ветви.

Как видно из рис. 7.10, сходящийся пучок из лазера расщепляется светоделителем на два, при этом один из них направляется обратно малым вогнутым зеркалом и образует эталонный волновой фронт, а другой подвергается заранее определенному количеству отражений в системе, состоящей из контролируемого и вспомогательного вогнутого зеркал, и затем отражается назад к светоделителю и интерферирует с эталонным волновым фронтом (число отражений, которые претерпевает пучок, определяется взаимными смещениями центров кривизны контролируемого и вспомогательного зеркал). Для уравнивания амплитуд интерферирующих лучей используют четвертьволновую пластину из слюды в ветви сравнения и анализатор. При испытании схемы было получено пятикратное повышение чувствительности.

Интерферометр Физо может также работать по схеме с многократным прохождением лучей с взаимодействием отраженных пучков первого и более высокого порядков [12, 13]. С этой целью угол клина между поверхностями делают достаточно большим для того, чтобы отдельные порядки отражения могли быть разделены в фокальной плоскости. При этом, как показано на рис. 7.11, используется диафрагма с двумя отверстиями для выбора пучка нулевого и подходящего высокого порядка. Вспомогательная линза, передняя фокальная плоскость которой совпадает с плоскостью диафрагмы, фокусирует интерференционные полосы, возникающие при взаимодействии номинально плоских волновых фронтов.

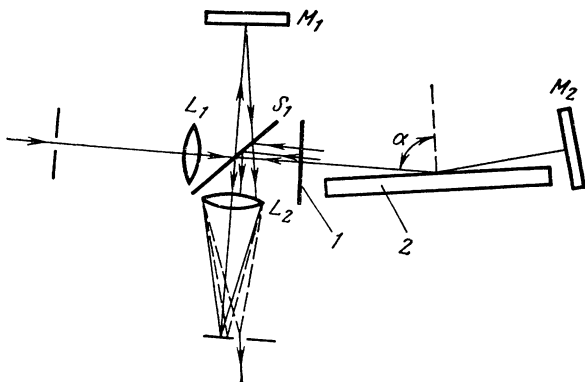
Относительные амплитуды интерферирующих лучей уравниваются простой поляризационной системой. Луч нулевого порядка отражается от непокрытой части зеркала под углом Брюстера, а лучи более высокого порядка — от смежных участков с металлическим покрытием. Вращение плоскости поляризации пучка света от источника с помощью полуволновой пластины обеспечивает при этом любое необходимое ослабление луча нулевого порядка.

Из-за относительно большого угла между лучами нулевого и  $n$ -го порядка результирующие интерференционные полосы слишком узки, чтобы их можно было наблюдать непосредственно, поэтому картину лучше всего анализировать с помощью метода муара. Для этого в плоскость изображения вводится решетка с линиями, расстояние между которыми равно среднему значению промежутков между полосами. Наблюдаемые муаровые линии имеют такую же форму, что и обычные двухлучевые интерференционные полосы с теми же промежутками; размер последних можно регулировать вращением решетки относительно интерферограммы.

Муаровые полосы более высокого порядка могут быть получены с помощью решетки, расстояние между линиями которой равно  $1/m$  среднего размера промежутков между полосами. Это дает, хотя и за счет некоторого снижения контраста, в  $m$  раз больше муа-

Рис. 7.12. Интерферометр скользящего падения с многократным прохождением лучей для контроля больших поверхностей с помощью оптической системы с малой апертурой [12]:

1 — вспомогательное полупрозрачное зеркало; 2 — контролируемая поверхность



ровых полос в поле зрения и соответственно в  $m$  раз большую относительную чувствительность.

Самой серьезной проблемой интерферометрии с многократным прохождением лучей является их «увод». Это создает погрешности в ограниченных областях контролируемой детали и может привести к сдвигам полос даже там, где деформация измеряемой поверхности отсутствует. Размер этого «увода» определяется расстоянием и углом клина между зеркалами. Его можно свести к минимуму, наклонив интерферометр по отношению к входящему лучу так, чтобы луч, первоначально отраженный по направлению к вершине клина в контрольной ветви, в конце концов падал перпендикулярно к вспомогательному светоделителю и возвращался обратно, повторяя тот же путь. Однако в большинстве случаев следует выбирать порядок отражения, чтобы «увод» был небольшим по сравнению с боковыми размерами исследуемых дефектов\*.

Неправильная интерпретация интерферограмм с многократным прохождением может быть также вызвана недостаточно точной установкой диафрагмы в фокальной плоскости. Если она случайно отсекает низкие пространственные частоты в изображении, возникают сильные дифракционные эффекты, как при применении метода контроля Фуко.

Интерферометрия с многократным прохождением лучей весьма полезна для высокоточных измерений однородности стеклянных пластин, ошибок углов  $90^\circ$  и  $45^\circ$  у призм с крышей и призм-кубов [13]. Она достаточно перспективна и при реализации интерферометрии скользящего падения [12], обеспечивающей за счет некоторого снижения чувствительности контроля, возможность измерения больших поверхностей с помощью систем с малой апертурой (рис. 7.12). При угле падения лучей  $\alpha$  отклонение интерференционных

\* Это ограничение не используют в некоторых случаях, например при измерении толщин однородных тонких пленок, для которых существуют описанные в [3] специальные оптические системы с узкими световыми пучками, обеспечивающие до 50 прохождений лучей через прибор.

полос от прямолинейности в картине, образуемой отраженными лучами  $n$ -го порядка, составляет

$$\left( \frac{\Delta Q}{Q} \right)_n = \frac{4n \Delta t \cos \alpha}{\lambda}, \quad (7.8)$$

а потеря в чувствительности может быть компенсирована правильным выбором луча с подходящим, более высоким порядком.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bubis I. Ya.** Multipass Interferometer for Surface Shape Inspection, *Sov. J. Opt. Technol.*, 39, 411 (1972) (оригинал на русском языке: Оптико-механическая промышленность, 1972, № 7, с. 36).
2. **Cagnet M.** Methodes Interferometriques Utilisant les Franges de Superposition (voir Erratum, p. 552), *Rev. Opt.*, 33, 1, 113 (1954).
3. **Dupoisot H., Lostis P.** Interferometrie a Passages Multiple et Mesure des Tres Faibles Epaisseurs, *Nouv. Rev. Opt.*, 4, 227 (1973).
4. **Hariharan P., Sen D.** Double-Passed Two-Beam Interferometers, *J. Opt. Soc. Am.*, 50, 357 (1960a).
5. **Hariharan P., Sen D.** The Double-Passed Fizeau Interferometer, *J. Opt. Soc. Am.*, 50, 999 (1960b).
6. **Hariharan P., Sen D.** Double-Passed Fizeau Interferometer. II: Fringe Systems formed by the Reflected Beams, *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 400 (1961a).
7. **Hariharan P., Sen D.** Fringes of Equal Inclination in the Double-Passed Michelson Interferometer, *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 617 (1961b).
8. **Hariharan P., Sen D.** Double-Passed Two-Beam Interferometers. II: Effects of Specimen Absorption and Finite Path Difference, *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 1212 (1961c).
9. **Hariharan P., Sen D.** The Separation of Symmetrical and Asymmetrical Wave-Front Aberrations in the Twyman Interferometer, *Proc. Phys. Soc.*, 77, 328 (1961d).
10. **Hopkins H. H.** Wave Theory of Aberration, Clarendon Press, Oxford, 1950, p. 48.
11. **Langenbeck P.** Multipass Twyman-Green Interferometer, *Appl. Opt.*, 6, 1425 (1967).
12. **Langenbeck P.** Multipass Interferometry, *Appl. Opt.*, 8, 543 (1969a).
13. **Langenbeck P.** — In: Optical Instruments and Techniques, J. Home Dickson, Ed., Oriel Press, Newcastle-upon-Tyne, 1969b.
14. **Puntambekar P. N., Sen D.** A Simple Inverting Interferometer, *Opt. Acta*, 18, 719 (1971).
15. **Sen D., Puntambekar P. N.** An Inverting Fizeau Interferometer, *Opt. Acta*, 12, 137 (1965).
16. **Sen D., Puntambekar P. N.** Shearing Interferometers for Testing Corner Cubes and Right Angle Prisms. *Appl. Opt.*, 5, 1009 (1966).

# Методы контроля Фуко, нити и фазовой модуляции

*Дж. Охеда-Кастаньеда*

## 8.1. ВВЕДЕНИЕ

Метод ножа Фуко [11, 12] и вообще все шлирен-методы [19, 34, 40, 48, 52] полностью доказали свою исключительную полезность для контроля оптических поверхностей. Оптические аберрации, дифракция света и деформации не полностью обработанных поверхностей вызывают отклонения лучей от теоретических траекторий и искажения волнового фронта. Основная идея шлирен-методов как раз и состоит в обнаружении боковых смещений таких лучей за счет их задерживания или модификации. Это осуществляется путем помещения специальных экранов в плоскость схождения света, прошедшего через контролируруемую оптическую поверхность или отраженного от него.

Основными достоинствами шлирен-методов являются их высокая чувствительность и простота схемной реализации и интерпретации результатов (по крайней мере, с геометрической точки зрения). Разумеется, для оценки преимуществ одного метода перед другим того же класса необходимо исследовать его возможности при обнаружении присутствия аберраций, больших, чем длина волны излучения (а), — геометрические принципы формирования изображения — и меньших длины волны (б) — физические принципы формирования изображения. И, наконец, совершенно естественно, что выбор того или иного способа контроля зависит от конкретных обстоятельств.

## 8.2. МЕТОД НОЖА ФУКО

### 8.2.1. Описание

Этот метод весьма удобен для обнаружения поперечных аберраций системы. В процессе контроля непрозрачным экраном, помещенным в плоскость теоретического схождения лучей, пересекают часть отраженного или дифрагированного света, в результате чего возникает теневая картина, указывающая на наличие погрешностей у контролируемой детали (рис. 8.1). По простоте устройства и реализации метод Фуко является уникальным по сравнению с другими оптическими методами и может рассматриваться как первый по настоящему производственный способ, на основе которого были разработаны другие многочисленные варианты оптического контроля.

Метод Фуко заключается в том, что точечный источник света помещают вблизи центра кривизны сферического вогнутого зеркала и наблюдают его изображение, как это показано на рис. 8.2.

При введении непрозрачного ножа в пучок света, формирующего изображение, наблюдатель видит теневую картину, возникающую на поверхности (до этого равномерно освещенной) контролируемого зеркала (см. рис. 8.1 и 8.3). Если нож помещают между

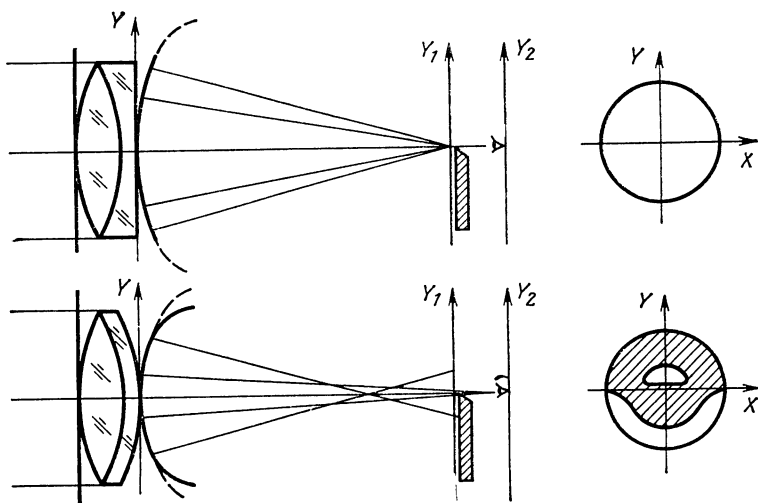


Рис. 8.1. Контроль линз методом ножа Фуко

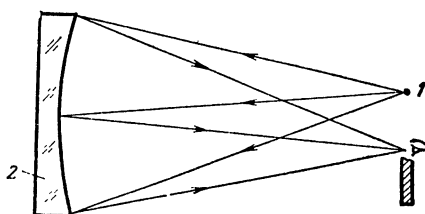


Рис. 8.2. Установка для контроля вогнутого зеркала:

1 — источник света; 2 — зеркало

идеальным сферическим зеркалом и его фокусом, теневая картина состоит из резко разделенных темной и светлой областей (рис. 8.4 и 8.5) и первая из них перемещается по зеркалу в том же направлении, что и экран. Если нож находится за фокусом, направление перемещения темного участка меняется на противоположное. И, наконец, при введении ножа точно

в фокус зеркало затеняется внезапно и полностью, без каких-либо заметных движений теневой картины. Это является, кстати, очень точным способом определения положения центра кривизны. Если контролируемое зеркало не является сферическим, и каждый его участок имеет свой отличный радиус кривизны, при помещении ножа в различные точки относительно оптической оси соответствующая зона поверхности темнеет.

У неправильного вогнутого зеркала существует много участков с различными радиусами и центрами кривизны, и при перемещении ножа сразу или поочередно затеняются различные участки поверхности. Для умозрительного представления процесса формирования теневой картины достаточно (согласно Р. В. Портеру\*) представить себе источник света, помещенный у противоположного ножа края детали (рис. 8.6). При таком допущении расшифровка любой теневой картины становится несложной (рис. 8.7).

\* Аналогичное правило было сформулировано советским ученым Д. Д. Максудовым в 1948 г. — *Прим. ред.*



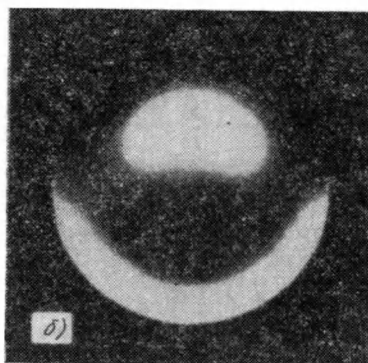
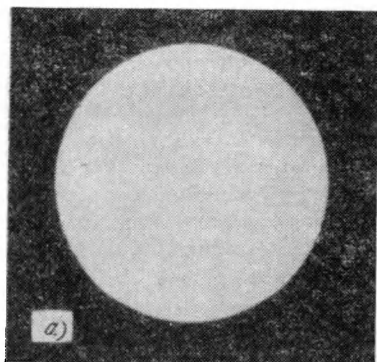


Рис. 8.3. Фукограммы параболического зеркала:  
а — до введения ножа; б — после введения ножа

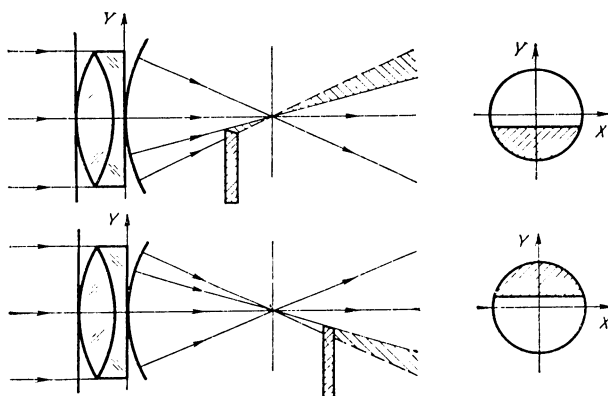


Рис. 8.4. Контроль высококачественных линз ножом Фуко

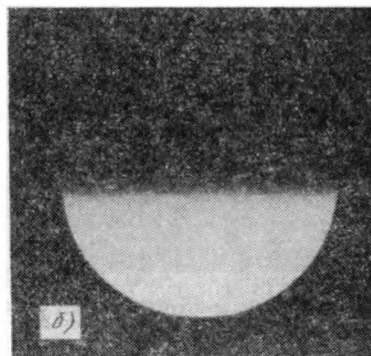
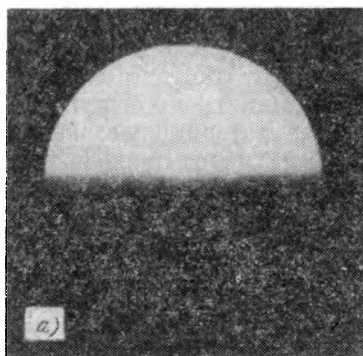


Рис. 8.5. Фукограммы безабберационного зеркала с ошибками фокусировки. Нож вводится снизу:  
а — предфокальная картина; б — зафокальная картина

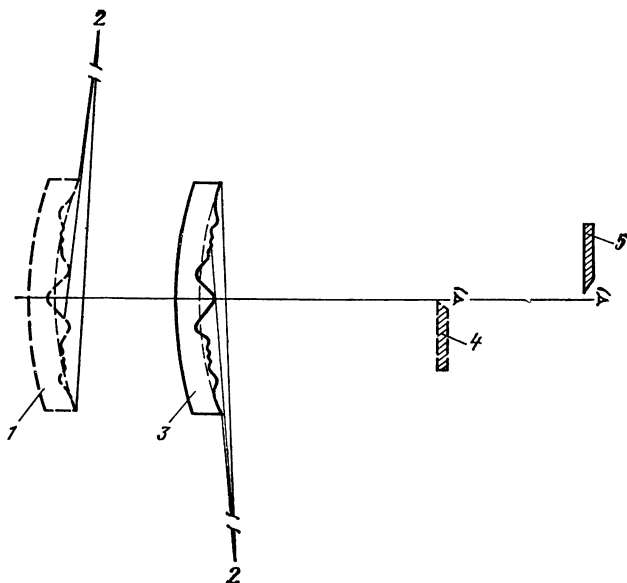


Рис. 8.6. Визуализация фукограмм. Нож и освещающий источник света находятся по разные стороны от оптической оси  
1, 3 — зеркала; 2 — воображаемый источник; 4, 5 — ножи

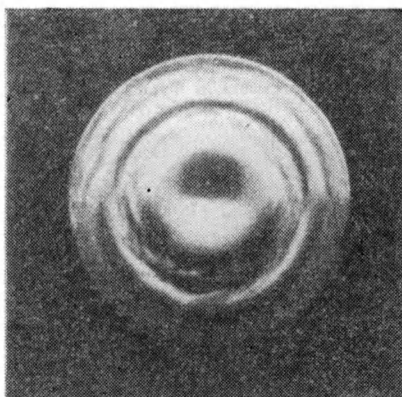


Рис. 8.7. Фукограмма некачественного зеркала

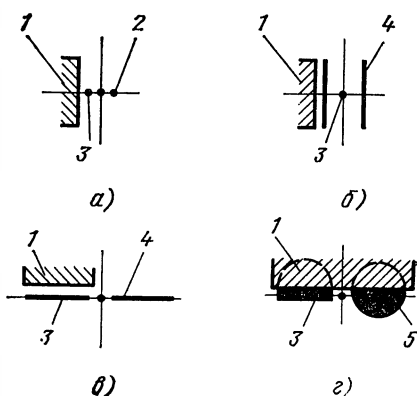


Рис. 8.8. Различные устройства источника света и ножа:

1 — нож; 2 — точечный источник; 3 — изображение источника; 4 — светящаяся щель; 5 — протяженный источник, покрытый ножом

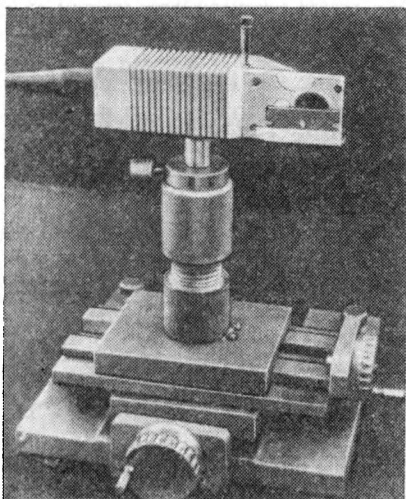


Рис. 8.9. Общий вид прибора для контроля по методу ножа Фуко

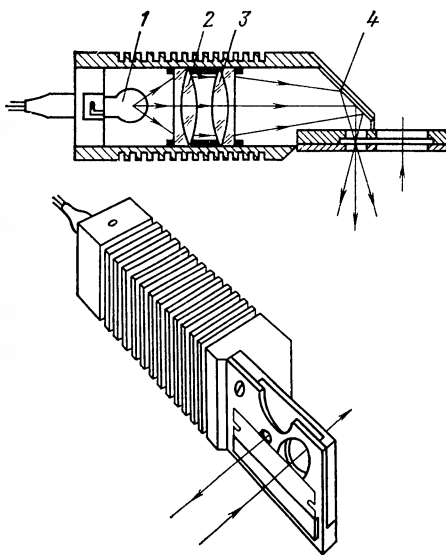


Рис. 8.10. Схема устройства для контроля по методу ножа Фуко:

1 — лампа; 2 — линза 1; 3 — линза 2; 4 — зеркало

Таким образом, метод ножа Фуко может использоваться для измерения радиуса кривизны любого участка зеркала в качестве нулевого метода, например, для проверки того, что все участки предположительно сферического волнового фронта имеют одинаковый радиус кривизны.

На практике было обнаружено, что метод Фуко можно реализовать, используя вместо точечного источника света (рис. 8.8, а) освещенную щель (рис. 8.8, б и в), так как каждая ее точка создает изображение одной и той же формы и на одинаковом расстоянии от ножа. В результате мы имеем огромный выигрыш в освещенности наблюдаемой картины. Единичные изображения, однако, должны быть абсолютно идентичны для обеспечения необходимой точности. Это условие выполняется, если щель и нож ориентированы строго параллельно друг другу. Необходимость такой достаточно сложной в реализации процедуры отпадает, если воспользоваться устройством Дакина, изображенным на рис. 8.8, г [9].

На рис. 8.9 и 8.10 показан прибор для реализации метода ножа Фуко, смонтированный на каретке, которая может перемещаться параллельно оптической оси или перпендикулярной к ней в сторону, вверх и вниз.

### 8.2.2. Геометрическая теория

Представим, что край ножа помещен на расстоянии  $r_1$  от пересечения главного луча (начала плоскости  $X_1—Y_1$ ) под углом  $\varphi_1$  к

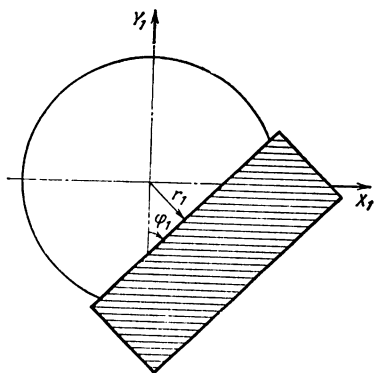


Рис. 8.11. Проекция ножа на плоскость входного зрачка наблюдательной системы

оси  $Y_1$  (рис. 8.11). Угол  $\varphi_1$  положителен, если положителен наклон ножа, границу которого можно определить из следующего уравнения:

$$x_1 \cos \varphi_1 - y_1 \sin \varphi_1 = r_1. \quad (8.1)$$

Светопропускание через эту плоскость

$$T(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, & \text{если } x_1 \cos \varphi_1 - y_1 \sin \varphi_1 < r_1; \\ 0, & \text{если } x_1 \cos \varphi_1 - y_1 \sin \varphi_1 \geq r_1. \end{cases} \quad (8.2)$$

Поскольку плоскость  $X_1-Y_1$  определяет параксиальную область сходимости идеального фронта волны  $W$ , любая ее точка  $(x_1, y_1)$  удовлетворяет приблизительно следующему соотношению [38]:

$$(x_1, y_1) = \left( -R \frac{\partial W}{\partial x}, -R \frac{\partial W}{\partial y} \right), \quad (8.3)$$

где  $R$  — расстояние между плоскостями  $X-Y$  и  $X_1-Y_1$ .

С учетом сказанного функция светопропускания примет вид

$$T\left(\frac{\partial W}{\partial x}, \frac{\partial W}{\partial y}\right) = \begin{cases} 1, & \text{если } -\frac{\partial W}{\partial x} \cos \varphi_1 + \frac{\partial W}{\partial y} \sin \varphi_1 < \frac{r_1}{R}; \\ 0, & \text{если } -\frac{\partial W}{\partial x} \cos \varphi_1 + \frac{\partial W}{\partial y} \sin \varphi_1 \geq \frac{r_1}{R}. \end{cases} \quad (8.4)$$

Для частного случая осесимметричных aberrаций любая ось в плоскости  $X_1-Y_1$  может использоваться для определения положения края ножа. В нашем случае удобнее всего выбрать ось  $X$ , чтобы  $\varphi_1 = 90^\circ$ ; тогда уравнение (8.4) упростится до вида

$$T\left(\frac{\partial W}{\partial y}\right) = \begin{cases} 1, & \text{если } \frac{\partial W}{\partial y} < \frac{r_1}{R}; \\ 0, & \text{если } \frac{\partial W}{\partial y} \geq \frac{r_1}{R}. \end{cases} \quad (8.5)$$

**Ошибка фокусировки.** Рассмотрим первый пример, когда идеальную оптическую поверхность контролируют с помощью ножа, помещенного на некотором расстоянии от плоскости схождения лучей  $X_1-Y_1$ . Другими словами, в функции aberrаций волнового фронта присутствует только ошибка фокусировки

$$W(x, y) = D(x^2 + y^2), \quad (8.6)$$

Из уравнения (8.5) следует, что граница между темным и светлым участками (у светлой области  $T=1$ , если  $y_1 < r_1$ ) может быть представлена как

$$y_1 = r_1 / (2DR), \quad (8.7)$$

где  $D \neq 0$ . Следовательно, в зависимости от того, будет ли нож помещен внутри фокуса ( $D < 0$ ) или за его пределами ( $D > 0$ ), тень вдоль оси  $Y$  перейдет с отрицательной стороны оси на положительную (см. рис. 8.5).

Эта ситуация точно соответствует описанной выше, когда определялось, с какой стороны идеального сферического зеркала при введении ножа образуется темная область.

Теневая картина в момент касания ножом оптической оси состоит из темного и светлого полукругов, т. е. граница проходит по  $y_1 = 0$  для любых  $D \neq 0$ , когда  $r_1 = 0$ .

**Первичная сферическая аберрация.** Если одновременно присутствуют сферическая аберрация и ошибка фокусировки, аберрационная функция определяется выражением  $W(x, y) = A(x^2 + y^2)^2 + D(x^2 + y^2)$ . Тогда, используя уравнение (8.5), выражение для границы теневой картины можно записать в виде

$$y^3 + \left( \frac{D}{2A} + x^2 \right) y - \frac{r_1}{4AR} = 0. \quad (8.8)$$

Из выражения следует, что в общем случае границы тени могут представлять собой не только прямые линии.

Вдоль оси  $Y$ , например, их можно определить, если в уравнении (8.8) задать  $x=0$ . Тогда

$$y^3 + \frac{D}{2A} y - \frac{r_1}{4AR} = 0. \quad (8.9)$$

Как и любое кубическое уравнение, оно имеет три корня, из которых нас интересуют, конечно, только действительные. Вводя параметр

$$\Delta = \left( \frac{r_1}{8AR} \right)^2 + \left( \frac{D}{6A} \right)^3 \quad (8.10)$$

и используя известные алгебраические соотношения, устанавливаем:

- 1) при  $\Delta < 0$  имеются три различных действительных корня;
- 2) при  $\Delta = 0$  имеются три действительных корня, по крайней мере два из которых равны;
- 3) при  $\Delta > 0$  имеются только один действительный и два комплексных взаимно сопряженных корня.

Следовательно, при выполнении условий 1 и 2 теневая картина может иметь несколько темных областей. Это имеет место, например, когда у коэффициентов дефокусировки и первичной аберрации различные знаки. Принимая  $\Delta \leq 0$ , из уравнения (8.10) получаем

$$\left( \frac{r_1}{R} \right)^2 \leq \frac{\left( -\frac{2}{3} D \right)^3}{A}. \quad (8.11)$$

Поскольку левый член неравенства всегда положителен, то в случае, если нож расположен внутри фокуса ( $D$  отрицательно), а первичная aberrация положительна, или если нож расположен за фокусом с внешней стороны и aberrация отрицательна, теневая картина будет иметь две темные области.

Здесь также возможен частный случай, возникающий, когда нож касается оптической оси. При этом  $r_1=0$  и уравнение (8.9) преобразуется к виду

$$y \left( y^2 + \frac{D}{2A} \right) = 0. \quad (8.12)$$

Его решениями будут

$$y=0 \quad (8.13a)$$

и

$$y = \pm \sqrt{-\frac{D}{2A}}. \quad (8.13b)$$

Очевидно, что  $D$  и  $A$  должны иметь различные знаки, чтобы  $y$  из уравнения (8.13б) было выражено в действительных числах. На рис. 8.1, 8.12 и 8.13 изображена теневая картина Фуко для случая сферической aberrации. Подробно данный вопрос обсужден в работах Конради [6] и Кингслейка [21].

**Первичная кома.** При наличии одновременно первичной комы и ошибки дефокусировки уравнение aberrации волнового фронта имеет вид

$$W(x, y) = By(x^2 + y^2) + D(x^2 + y^2). \quad (8.14)$$

Кома первого порядка не имеет радиальной симметрии, поэтому рассмотрим два случая, в которых нож располагается вдоль осей

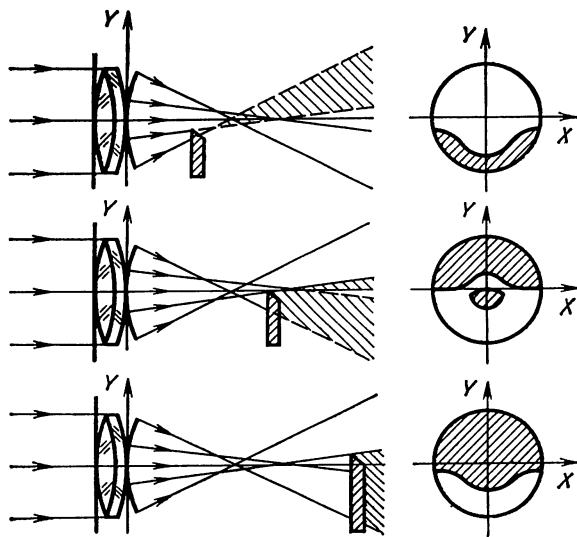


Рис. 8.12. Контроль методом ножа Фуко линз со сферической aberrацией

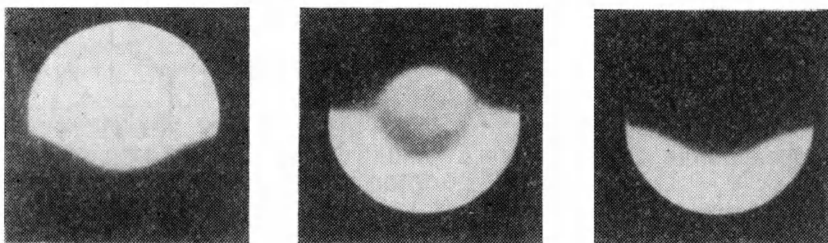


Рис. 8.13. Фукограмма асферического зеркала

$X_1$  и  $Y_1$ . Применяя уже использованную ранее методику, устанавливаем, что при помещении ножа на оси  $X_1$  в точке на расстоянии  $r_1$  от начала координат (параллельно оси  $Y_1$ ,  $\varphi_1=0$ ) возникает теневая картина, удовлетворяющая уравнению

$$2Bxy + 2Dx = -r_1/R, \quad (8.15)$$

которое можно переписать и так:

$$\left(y + \frac{D}{B}\right)x = \frac{-r_1}{2RB}. \quad (8.16)$$

Отсюда ясно, что теневая картина описывается равнобочной гиперболой с центром в точке  $[0, -(D/B)]$  (рис. 8.14, а).

Если нож расположен на оси  $Y_1$  (параллельно оси  $X_1$ , т. е.  $\varphi_1 = 90^\circ$ ), частная производная функция  $W$  по  $y$  равна

$$\frac{\partial W}{\partial y} = B(x^2 + 3y^2) + 2yD \quad (8.17)$$

и границы теневой картины удовлетворяют уравнению эллипса с центром в точке  $[0, -(D/3B)]$

$$x^2 + 3\left(y + \frac{D}{3B}\right)^2 = \frac{r_1}{RB} + \frac{1}{3}\left(\frac{D}{B}\right)^2. \quad (8.18)$$

Главная ось ножа параллельна оси  $X$ , а малая — оси  $Y$  (рис. 8.14, б).

В общем метод ножа Фуко предполагает помещение экрана точно в параксиальную плоскость. В этом случае центр теневой картины совпадает с началом координат контролируемой оптической системы. Используя отсчетную шкалу, можно легко определить все параметры указанных кривых. Другими словами, при расположении ножа в параксиальной плоскости, когда  $D=0$  и он параллелен оси  $Y_1$ , из уравнения (8.16) получаем выражение для теневой картины

$$yx = -r_1/(2RB). \quad (8.19)$$

Положение  $r_1$  ножа на оси  $X_1$  и расстояние  $R$  между контролируемой оптической поверхностью и параксиальной плоскостью зара-

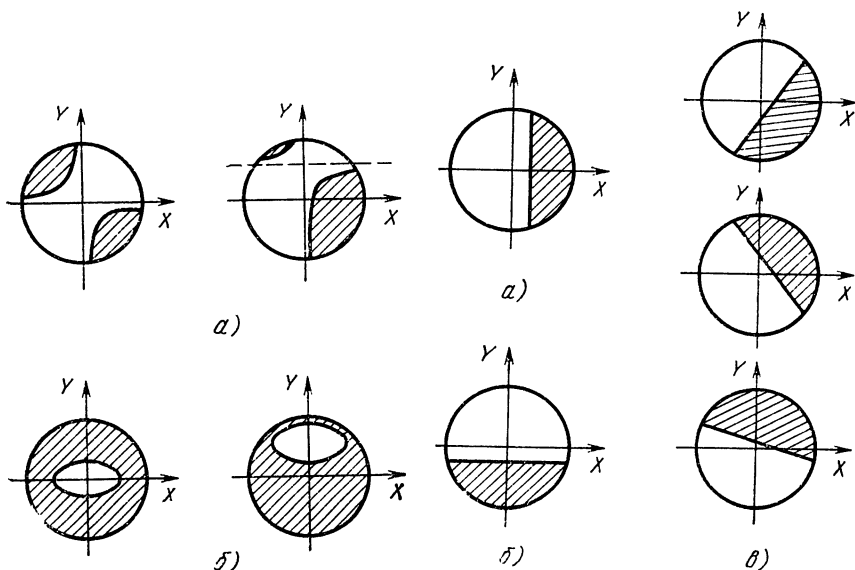


Рис. 8.14. Диаграммы теневых картин с комой. Нож параллелен оси  $y_1$  (а) и оси  $x_1$  (б)

Рис. 8.15. Диаграммы теневых картин с астигматизмом. Нож параллелен оси  $y_1$  (а), оси  $x_1$  (б) и расположен под углом  $\varphi$  к оси  $y_1$  (в)

нее известны, поэтому величина  $B$  может быть однозначно определена измерением отношения  $r_1/(2RB)$ .

Аналогично, если нож лежит в гауссовой плоскости и ориентирован параллельно оси  $X_1$ , картина из уравнения (8.18) принимает вид

$$x^2 + 3y^2 = r_1/(RB). \quad (8.20)$$

Измерив величину  $r_1/(RB)$ , мы вновь определяем значение присутствующей при этом комы.

**Астигматизм.** Если контролируемая поверхность имеет астигматизм, к которому мы добавим ошибку дефокусировки, погрешность  $W$  волнового фронта определится как

$$W(x, y) = C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2). \quad (8.21)$$

Как и кома, астигматизм не имеет радиальной симметрии, поэтому необходимо рассмотреть случаи введения ножа в двух перпендикулярных направлениях. Рассмотрим, что происходит, если нож перемещается под углом  $\varphi_1$  к оси  $Y_1$ . Частные производные  $W$  по  $x$  и  $y$  равны соответственно

$$\frac{\partial W}{\partial x} = 2Cx + 2Dx; \quad (8.22a)$$

$$\frac{\partial W}{\partial y} = 6Cy + 2Dy, \quad (8.22b)$$



и с учетом уравнения (8.4) границы теневой картины могут быть записаны как

$$-(C \mp D) x \cos \varphi_1 + (3C \mp D) y \sin \varphi_1 = r_1 / (2R). \quad (8.23)$$

Отсюда следует, что картина Фуко для оптической поверхности с астигматизмом будет иметь границу в виде прямой линии с наклоном  $\psi$ , который вычисляем по формуле

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{3C + D}{C + D} \operatorname{tg} \varphi_1. \quad (8.24)$$

Из уравнения (8.24) видно, что, если нож (ориентированный параллельно оси  $Y_1$ , т. е. при  $\varphi_1 = 0$ ) вводится вдоль оси  $X_1$ , граница теневой картины прямолинейна и параллельна оси  $Y$  (рис. 8.15, а)

$$x = -r_1 / [2R (C + D)] \quad (8.25)$$

и  $\psi = 0$ . Теневая картина для случая введения ножа (ориентированного параллельно оси  $X_1$ , т. е. при  $\varphi_1 = 90^\circ$ ) вдоль оси  $Y_1$ , изображена на рис. 8.15, б, когда справедливо уравнение

$$y = r_1 / [2R (3C + D)] \quad (8.26)$$

и  $\psi = 90^\circ$ . Используя уравнение (8.24), удобно выразить наклон через угол между ножом и границей теневой картины, как в методе Ронки (см. гл. 9):

$$\operatorname{tg} (\psi - \varphi_1) = \frac{C \sin 2\varphi_1}{D + C (2 - \cos 2\varphi_1)}. \quad (8.27)$$

Отсюда следует, что в параксиальной плоскости ( $D = 0$ ) угол между ножом и границей теневой картины не зависит от величины астигматизма в волновом фронте, выходящем из контролируемой оптической системы.

Более того, если нож располагается вдоль оптической оси и  $D$  — переменная величина, наклон границы теневой картины изменяется при изменении  $\varphi$  от 0 до  $90^\circ$ . Следовательно, наклон теневой картины на рис. 8.15 возникает, если контролируемая оптическая система имеет астигматизм.

Отметим, что при контроле малоапертурного вогнутого зеркала с помощью внеосевого точечного источника (см. рис. 8.2) даже идеальная сферическая поверхность образует астигматический волновой фронт (см. прил. 1). Для устранения эффекта ложного астигматизма, зеркало должно контролироваться на оси с использованием светоделительной пластины (рис. 8.16).

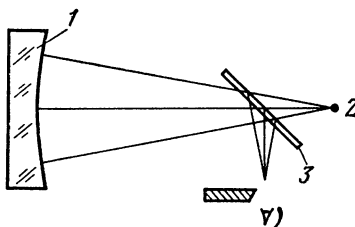


Рис. 8.16. Схема устройства Фуко для контроля на оси:

1 — зеркало; 2 — лампа; 3 — светоделитель

### 8.2.3. Физическая теория

Как указывалось во введении к этой главе, мы анализируем метод ножа Фуко, используя термины теории дифракции (при условии, что присутствующие aberrации меньше, чем длина волны источника света). Более подробное изложение этого вопроса можно найти в работах [1, 2, 15, 23—27, 39, 53—55].

Контролируемую оптическую деталь можно считать состоящей из требуемой и искаженной поверхностей. Если переход от заданной к искаженной поверхности приводит к aberrациям, меньшим длины волны источника света, комплексная амплитуда излучения от контролируемой детали может быть представлена суммой равномерного фона (от заданной поверхности) и комплексной амплитуды, описывающей aberrации из-за искаженной поверхности с разностью фаз  $\pi/2$  между ними

$$A(x, y) = \begin{cases} \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} W(x, y) \right] \approx 1 + i \frac{2\pi}{\lambda} W(x, y), & x^2 + y^2 \leq S_{\max}^2; \\ 0, & x^2 + y^2 > S_{\max}^2, \end{cases} \quad (8.28)$$

где  $W(x, y)$  описывает aberrации оптической поверхности (см. прил. 3);  $\lambda$  — длина волны источника излучения. Рассмотрим случай, когда

$$|W(x, y)| < \lambda. \quad (8.29)$$

Если оптическая система не имеет aberrаций, уравнение (8.28) упрощается до вида

$$A(x, y) = \begin{cases} 1, & x^2 + y^2 \leq S_{\max}^2; \\ 0, & x^2 + y^2 > S_{\max}^2. \end{cases} \quad (8.30)$$

Распределение интенсивности в «идеальном» (когда создающая его контролируемая оптическая система не имеет aberrаций и ошибок фокусировки и одновременно обладает бесконечной апертурой) изображении равно распределению интенсивности на самой поверхности и определяется как

$$I(x, y) = A(x, y) A^*(x, y) = 1, \quad (8.31)$$

где «звездочка» обозначает комплексно-сопряженное число, а выражение в целом не дает информации о наличии aberrаций. Поэтому для успешного проведения контроля необходимо модифицировать изображение контролируемой оптической поверхности. В нашем случае это обеспечивается введением ножа поперек параксиальной плоскости схождения волнового фронта, идущего от контролируемой оптической поверхности.

Так как комплексная амплитуда  $a(x_1, y_1)$  в параксиальной плоскости определяется Фурье-преобразованием уравнения (8.28), имеем

$$a(x_1, y_1) = \iint_{x^2 + y^2 \leq S_{\max}^2} A(x, y) \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda R} (x_1 x + y_1 y) \right] dx dy = \frac{2J_1(\rho)}{\rho} + i w(x_1, y_1), \quad (8.32)$$

где  $\rho = [2\pi/(\lambda R)] [x_1^2 + y_1^2]^{1/2}$ ,  $J(\rho)$  — функция Бесселя первого порядка и

$$w(x_1, y_1) = \iint_{x^2 + y^2 \leq S_{\max}^2} W(x, y) \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda R} (x_1 x + y_1 y) \right] dx dy \quad (8.33)$$

есть Фурье-преобразование  $W(x, y)$ , представляющее собой комплексную амплитуду в параксиальной плоскости при наличии аберраций. Распределение комплексной амплитуды по параксиальной плоскости ограничено наличием ножа, который имеет следующие пределы изменения прозрачности:

$$M(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, & -r_1 \leq y_1; \\ 0, & -r_1 > y_1, \end{cases} \quad (8.34)$$

где  $r_1$  — действительное число, определяющее положение ножа (параллельного оси  $X_1$ ) вдоль оси  $Y_1$ , как в уравнении (8.1).

Из уравнений (8.33) и (8.34) следует, что при  $[2\pi/(\lambda R)]r_1 \gg 3,83$ , радиус диска Эйри в параксиальной плоскости благодаря равномерному фону останется практически неизменным, и во всем изображении контролируемой детали будет присутствовать равномерное распределение интенсивности. Если нож располагается на расстоянии, примерно равном радиусу диска Эйри ( $\rho = 3,83$ ), комплексная амплитуда, связанная с прямым светом в изображении, будет модулирована и для свободной от аберраций оптической поверхности определится уравнением

$$A'(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} M(x_1, y_1) \frac{2J_1(\rho)}{\rho} \exp \left[ \frac{i 2\pi}{\lambda R_1} (x_2 x_1 + y_2 y_1) \right] dx_1 dy_1. \quad (8.35)$$

Его удобнее записать, используя теорему свертки, как гильбертово преобразование свободной от аберрации части комплексной амплитуды объекта

$$A'(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{y_2/(\lambda R_1) - y/(\lambda R)} \text{circ}(x, y) dx dy, \quad (8.36)$$

где  $\text{sigc}(x, y)$  равно единице в пределах контролируемой оптической поверхности, при  $x^2 + y^2 \leq S_{\max}^2$  и равно нулю во всех других случаях. Интегрируя уравнение (8.36), получим

$$A'(x_2, y_2) = \text{const} \ln \left| \frac{y_2 + (S_{\max}^2 - x_2^2)^{1/2}}{y_2 - (S_{\max}^2 - x_2^2)^{1/2}} \right|. \quad (8.37)$$

Из этого уравнения следует, что по краю изображения свободной от аберрации поверхности имеется светлое кольцо, называемое дифракционным кольцом Релея, которое было бы ошибочным интерпретировать как заваленный или подвернутый край или принять за какую-либо другую деформацию контролируемой поверхности. В данном описании интенсивность изображения распространяется за край в бесконечность, чего на практике, конечно, не бывает. Это происходит потому, что, как указывал Релей [39], плоскость модуляции, в которой располагается нож, рассматривают для удобства математических выкладок как бесконечно протяженную, пренебрегая тем, что любая наблюдательная система, образующая изображение контролируемой оптической поверхности, имеет конечную апертуру. Велфорд [51] показал, что при использовании таких систем получают интенсивности изображения, равные максимальным значениям.

Таким образом, комплексная амплитуда, выходящая из параксиальной плоскости в направлении к плоскости изображения, определяется как

$$a'(x_1, y_1) = M(x_1, y_1) a(x_1, y_1) = 2J_1(\rho)/\rho + i(2\pi/\lambda) M(x_1, y_1) w(x_1, y_1). \quad (8.38)$$

Она может быть получена обратным Фурье-преобразованием уравнения (8.38)

$$\begin{aligned} A'(x_2, y_2) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a'(x_1, y_1) \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda R_1} (x_2 x_1 + y_2 y_1) \right] dx_1 dy_1 = \\ &= 1 + i \frac{2\pi}{\lambda} W'(x_2, y_2), \end{aligned} \quad (8.39)$$

где

$$\begin{aligned} W'(x_2, y_2) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} M(x_1, y_1) w(x_1, y_1) \times \\ &\times \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda R_1} (x_2 x_1 + y_2 y_1) \right] dx_1 dy_1 \end{aligned} \quad (8.40)$$

есть обратное Фурье-преобразование для дифрагированного света, полученного в присутствии аберраций, не ограниченных ножом. Очевидно, что если амплитуда функции светопропускания  $M(x_1, y_1)$  в параксиальной плоскости равна единице, то  $W'(x_2, y_2) = W(x_2, y_2)$ ; это, как и уравнение (8.31), указывает на отсутствие информации об аберрациях. Необходимо, следовательно, изменить функцию

$w(x_1, y_1)$  так, чтобы выражение  $W'(x_2, y_2)$  стало чисто мнимой или комплексной функцией с мнимой частью, отличной от нуля, т. е.

$$W'(x_2, y_2) = W'_r(x_2, y_2) + i W'_i(x_2, y_2), \quad (8.41)$$

где индексы  $r$  и  $i$  соответственно обозначают действительную и мнимую части.

Подставляя уравнение (8.41) в (8.39), можно определить распределение интенсивности изображения как

$$I'(x_2, y_2) = A'(x_2, y_2) A'^*(x_2, y_2) = 1 - (4\pi/\lambda) W'_i(x_2, y_2). \quad (8.42)$$

Отсюда следует, что изменения интенсивности в плоскости изображения указывают на присутствие aberrаций при условии, что модификация проведена по Фурье-спектру объекта в параксиальной плоскости, чтобы обеспечить условие  $W'_i(x_2, y_2) \neq 0$ . Резкость изменений интенсивности изображения определяется выражением

$$\gamma = (4\pi/\lambda) W'_i(x_2, y_2). \quad (8.43)$$

Для объяснения взаимосвязи изменений интенсивности изображения с aberrацией оптической поверхности рассмотрим подробно член  $W'_i(x_2, y_2)$ . Так как  $w(x_1, y_1)$  есть Фурье-преобразование чисто действительной функции  $W(x, y)$ , из уравнения (8.40) следует, что  $W'_i(x_2, y_2)$  не равно нулю только в случае, если функция модуляции  $M_1(x_1, y_1)$  имеет член, являющийся чисто действительной и нечетной или чисто мнимой и четной функцией. Поскольку любая функция может быть представлена своими четной и нечетной частями, всегда можно определить, какой именно член функции модуляции  $M(x_1, y_1)$  приводит к  $W'_i(x_2, y_2) \neq 0$ . Определяя и анализируя его свойства, можно связать изменения интенсивности изображения в уравнении (8.42) с функцией aberrации  $W(x, y)$ .

В случае ножа Фуко член функции модуляции, определяющий изменение интенсивности изображения, является чисто действительной нечетной функцией (рис. 8.17)

$$g(x_1, y_1) = \begin{cases} -0,5, & y_1 < -r_1; \\ 0, & |y_1| < r_1; \\ 0,5, & y_1 > +r_1 \end{cases} \quad (8.44)$$

и  $W'$  соответственно определяется из выражения

$$\begin{aligned} W'_i(x_2, y_2) = & \frac{1}{i} \int_{x_1=-\infty}^{+\infty} \left\{ -0,5 \int_{y_1=-\infty}^{-r_1} w(x_1, y_1) \times \right. \\ & \times \left[ \exp i \frac{2\pi}{\lambda R_1} (x_2 x_1 + y_2 y_1) \right] dy_1 + 0,5 \int_{y_1=r_1}^{+\infty} w(x_1, y_1) \times \\ & \times \left[ \exp i \frac{2\pi}{\lambda R_1} (x_2 x_1 + y_2 y_1) \right] dy_1 \Big\} dx_1, \end{aligned}$$

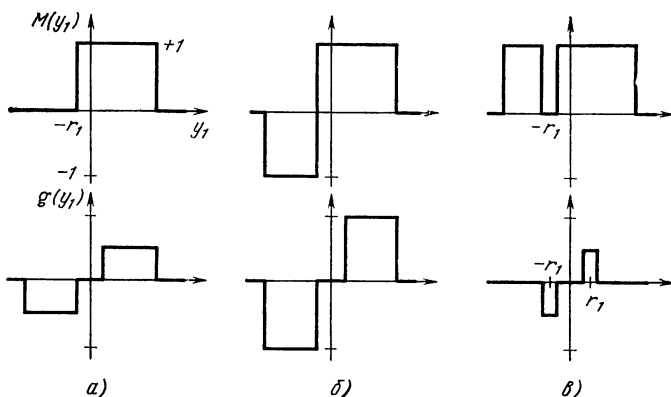


Рис. 8.17. Функция модуляции и ее четно-реальная часть, соответствующая методу ножа (а), фазового края (б) и нити (в)

которое удобнее записать в виде

$$W'_i(x_2, y_2) = \int_{x_1=-\infty}^{+\infty} \int_{y_1=r_1}^{+\infty} \left[ u(x_1, y_1) \sin \frac{2\pi}{\lambda R_1} y_2 y_1 + v(x_1, y_1) \cos \frac{2\pi}{\lambda R_1} y_2 y_1 \right] dy_1 \exp \left( i \frac{2\pi}{\lambda R_1} x_2 x_1 \right) dx_1, \quad (8.45)$$

где  $u(x_1, y_1)$  и  $v(x_1, y_1)$  обозначают соответственно четную и нечетную части  $y_1$  в функции  $w(x_1, y_1)$ . Таким образом,

$$w(x_1, y_1) = u(x_1, y_1) + i v(x_1, y_1).$$

Как отмечал Цернике [55], функция абберации определяется из выражения

$$W(x_2, y_2) = 2 \int_{x_1=-\infty}^{+\infty} \int_{y_1=0}^{+\infty} \left[ u(x_1, y_1) \cos \frac{2\pi}{\lambda R_1} y_2 y_1 - v(x_1, y_1) \sin \frac{2\pi}{\lambda R_1} y_2 y_1 \right] dy_1 \left( \exp i \frac{2\pi}{\lambda R_1} x_2 x_1 \right) dx_1, \quad (8.46)$$

которое необходимо сравнить с уравнением (8.45). Видно, что изменения интенсивности в плоскости изображения отличаются от функции  $W(x_0, y_0)$  в следующем:

- 1) величина первой в 2 раза меньше второй;
- 2) фурье-спектр аббераций внутри интервала  $(0, r_1)$  не участвует в формировании изображения;
- 3) в выражениях переставлены местами коэффициенты при синусах и косинусах, что можно выразить как

$$W'_i(x_2, y_2) = -\frac{\lambda R_1}{2\pi y_2} \int_{x_1=-\infty}^{+\infty} \int_{y_1=r_1}^{+\infty} \left[ u(x_1, y_1) \frac{d}{dy_1} \left( \cos \frac{2\pi}{\lambda R_1} y_2 y_1 \right) - v(x_1, y_1) \frac{d}{dy_1} \left( \sin \frac{2\pi}{\lambda R_1} y_2 y_1 \right) \right] dy_1 \exp \left( i \frac{2\pi}{\lambda R_1} x_2 x_1 \right) dx_1,$$

$$\begin{aligned}
W'_i(x_2, y_2) = & \frac{\lambda R_1}{2\pi y_2} \int_{x_1=-\infty}^{+\infty} \left[ u(x_1, r_1) \cos \frac{2\pi}{\lambda R_1} y_2 r_1 - \right. \\
& \left. - v(x_1, r_1) \sin \frac{2\pi}{\lambda R_1} y_2 r_1 \right] \exp \left( i \frac{2\pi}{\lambda R_1} x_2 x_1 \right) dx_1 + \\
& + \frac{\lambda R_1}{2\pi y_2} \int_{x_1=-\infty}^{+\infty} \int_{y_1=r_1}^{+\infty} \left( \frac{\partial u}{\partial y_1} \cos \frac{2\pi}{\lambda R_1} x_2 x_1 - \frac{\partial v}{\partial y_1} \sin \frac{2\pi}{\lambda R_1} y_2 y_1 \right) dy_1 \times \\
& \times \exp \left( i \frac{2\pi}{\lambda R_1} x_2 x_1 \right) dx_1, \quad (8.47)
\end{aligned}$$

полагая  $u(x_1, \infty) = v(x_1, \infty) = 0$ . Изменения интенсивности изображения определяются обратным Фурье-преобразованием производной Фурье-спектра функции аберрации.

Наконец, если в уравнении (8.40) использовать предел минимальной контрастности, которую может обнаружить невооруженный глаз ( $\gamma = 2\%$ ), то с некоторым приближением можно получить теоретическое ограничение чувствительности метода

$$\lambda / (200 \pi) = W'_i(x_2, y_2). \quad (8.48)$$

Результат вычисления хорошо согласуется с величиной  $\lambda/600$ , полученной Тексеро [47] путем сравнения результатов методов ножа Фуко и фазового контраста Лию.

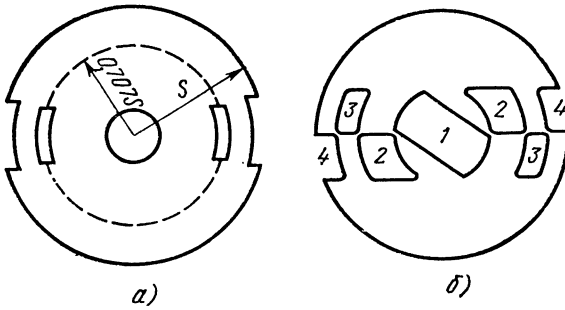
### 8.3. КОНТРОЛЬ МЕТОДОМ НИТИ

Выше говорилось, что метод ножа Фуко очень чувствителен при обнаружении зональных погрешностей; к сожалению, он не так удобен для определения размеров дефектов. Более того, фукограммы малополезны при контроле несферических поверхностей, так как многие мелкие дефекты их теряются на фоне асферичности зеркала.

Для определения асферичности зеркал Ричи [40] предложил при контроле зеркал методом Фуко использовать экран с зональными щелями на произвольной асферической поверхности. При этом становится возможным вычислить значение поперечной аберрации каждой зоны (в момент, когда она затеняется при заданном положении ножа вдоль оптической оси). Можно также сравнивать освещенность двух щелей зоны, локализованных на противоположных сторонах оптической оси, для определения, являются ли участки поверхности за щелями правильными.

Так как наиболее часто используемыми являются параболические зеркальные поверхности, для их контроля был предложен экран, позволяющий освещать только три их зоны: центральную (параксиальную), краевую (периферийную) и промежуточную

Рис. 8.18. Зональный экран (а) и экран Куде (б) для метода Фуко



между ними, которые соответствуют краям и центру каустики (см. прил. 1 и рис. 8.18). Если экран расположить против зеркала, то, используя нож, можно определить места на оптической оси, в которых сходятся лучи от двух противоположных щелей данной зоны. Иначе говоря, определяя каждый из моментов, когда указанные выше зоны затеняются, можно точно оценить положение краев и центра каустики.

Поперечную aberrацию нормалей, связанную с присутствием сферической aberrации параболоида, контролируемого из центра кривизны, можно записать как  $cS^2$  (предполагая, что источник света и нож перемещаются совместно), где  $S^2 = x^2 + y^2$  квадрат радиуса любой зоны зеркала, а  $c$  — величина крутизны параксиальной области. Тогда, если мы хотим, чтобы идеальная поперечная aberrация на зоне была равна половине идеальной поперечной aberrации на краю и лучи пересекали оптическую ось в центре каустики, радиус  $S$  промежуточного участка маски должен быть равен  $0,707S_{\text{max}}$ .

Ширину щелей на экране обычно определяют экспериментально, поскольку они должны быть достаточно узкими для повышения точности и одновременно настолько широкими, чтобы избежать дифракционных явлений.

Куде [8] разработал более универсальный экран (рис. 8.18, б), в котором экспериментально находят ширину только краевой зоны, а радиусы и ширину внутренних зон определяют с учетом того, что последние непосредственно соединяют друг с другом и разность квадратов их радиусов постоянна. Другими словами, если экспериментальное значение радиальной ширины на краю равно  $\delta S$ , то разность между квадратами внешнего и внутреннего радиусов  $n$ -кратной зоны составляет  $S_n^2 - S_{n-1}^2 = (\delta S)^2$ , так как внутренний радиус  $n$ -кратной щели является внешним радиусом  $(n-1)$ -кратного участка. Аналогично можно записать  $S_{n-1}^2 - S_{n-2}^2 = (\delta S)^2$  и, таким образом, определить радиусы всех зон.

Преимущество такого экрана заключается в том, что одновременно наблюдается все зеркало и контролируются все дефекты его поверхности. К недостаткам же контроля с помощью экранов любого типа относится то, что ошибка измерений соизмерима с допуском



на обработку оптической поверхности [41]. Именно поэтому для прецизионного контроля асферических поверхностей используют методы нити и Плацека — Гавиолы (см. п. 8.4). Контроль методом нити применим только для асферических поверхностей и по своему принципу аналогичен контролю с помощью очень узкого зонального ножа. В ходе его выполнения тонкую непрозрачную нить перемещают в пределах области пересечения нормалей различных кольцевых зон с оптической осью контролируемой поверхности зеркала (рис. 8.19). При этом момент пересечения с осью нормали к определенной зоне оптической поверхности определяется по затенению кольца на фоне однородно освещенного поля. На практике обычно нить

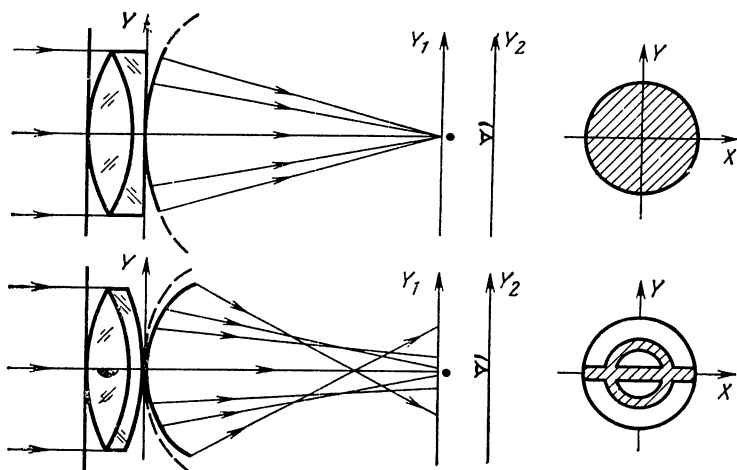


Рис. 8.19. Схема контроля линз методом нити

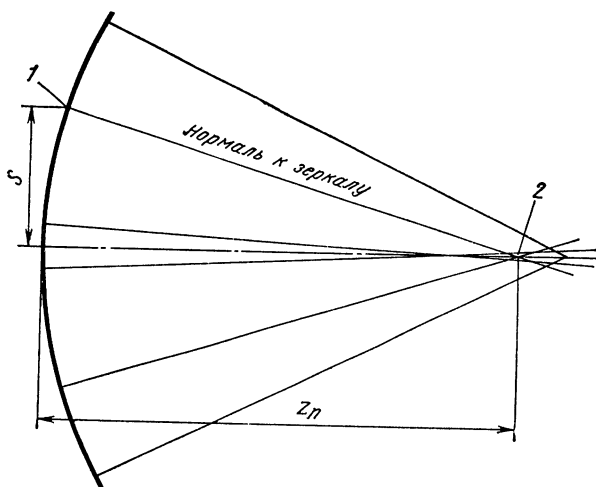


Рис. 8.20. Принципиальная схема контроля методом нити:  
1 — положение проекции тени нити; 2 — положение нити

и точечный источник света (который может быть немонахроматическим) помещают в общую плоскость и перемещают их одновременно.

Основным преимуществом метода нити по сравнению с методом зонального ножа является его способность ограничивать экранирующее действие вплоть до очень узкой области на контролируемом участке. Кроме того, дифракционные эффекты здесь симметричны по отношению к кольцевым зонам; в результате места пересечения нормалей с оптической осью можно измерить значительно точнее и оценить отклонения экспериментальных значений пересечений от теоретических, т. е. получить значения аберраций нормалей (рис. 8.20).

Контроль методом нити имеет еще и то преимущество, что измеренные значения пересечений нормалей с оптической осью соответствуют теоретическим данным пересечения параксиальной зоны. Эта особенность оказывается чрезвычайно полезной при контроле зеркал с центральным отверстием.

Так как область, перекрываемая нитью, соответствует только краю ножа в методе Фуко, теневая картина в этом случае содержит лишь тонкие темные контуры (рис. 8.21), которые интересно сравнить с классическими фукограммами, приведенными на рис. 8.22.

Метод нити хорошо зарекомендовал себя при контроле асферических поверхностей в процессе их обработки. Им удобно контролировать продольные лучевые аберрации, от которых численным интегрированием легко перейти к аберрациям волнового фронта [4, 10, 28, 44]. Основным недостатком этого метода является то, что конечная ширина теневой картины иногда скрывает небольшие смещения всей течи при перемещении нити вдоль оптической оси.

Мейнел обнаружил, что, при определении формы кольцевых теней (круглая или деформированная), можно с успехом применять метод нити для обнаружения астигматизма у детали [31].

### 8.3.1. Геометрическая теория

Если положение центральной части нити обозначить через  $r_1$ , а толщину нити через  $2\delta r_1$ , то предельные значения светопропускания в параксиальной плоскости

$$T(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, & \text{если } |x_1 \cos \varphi_1 - y_1 \sin \varphi_1| > \delta r_1; \\ 0, & \text{если } |x_1 \cos \varphi_1 - y_1 \sin \varphi_1| < \delta r_1. \end{cases} \quad (8.49)$$

Центр темного контура, полученного при контроле, совпадает с границей между темной и светлой областями на классической фукограмме. Так как нить в отличие от ножа практически не имеет ширины, темные участки трансформируются в линии вдоль их границы.

Здесь мы рассмотрим методику определения аберраций волнового фронта контролируемой оптической поверхности по результатам экспериментальных измерений пересечений нормалей с оптиче-

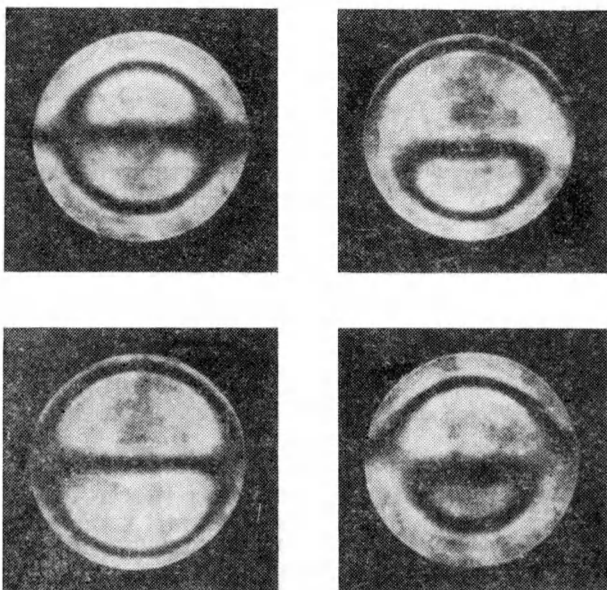


Рис. 8.21. Теневые картины, полученные методом нити

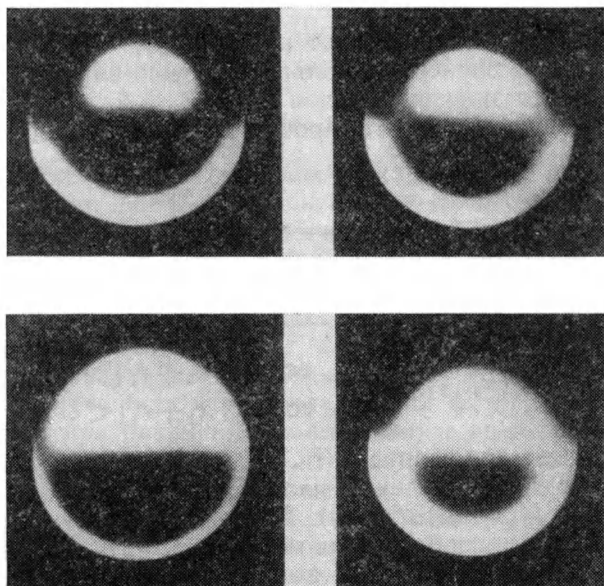


Рис. 8.22. Теневые картины, полученные с помощью ножа Фуко и аналогичные картинам, приведенным на рис. 8.21)

ской осью. Обозначим экспериментальное и теоретическое значения этих пересечений соответственно через  $Z_n'$  и  $Z_n$ . Поперечная абберация лучей при этом определяется как

$$TA = (Z_n' - Z_n) Sc, \quad (8.50)$$

где, как и в прил. 1,  $c$  — величина, обратная радиусу кривизны центральной зоны и  $S^2 = x^2 + y^2$ . Тогда абберация волнового фронта

$$W = c^2 \int_{S=0}^S (Z_n' - Z_n) S dS. \quad (8.51)$$

Данный интеграл можно вычислить, применяя метод трапеций (разбивая область интегрирования на  $M$  интервалов), и получить в виде

$$W_M = \frac{c^2}{2} \sum_{m=1}^{M-1} [(Z_n' - Z_n)_{m+1} S_{m+1} + (Z_n' - Z_n)_m S_m] (S_{m+1} - S_m). \quad (8.52)$$

Эту формулу затем используют для вычисления аббераций волнового фронта по экспериментальным данным  $Z_n'$ ,  $S_m$ ,  $S_{m+1}$  и теоретическому значению  $Z_n$  с помощью следующей процедуры:

1) из уравнения (A1.23) (см. прил. 1) определяют теоретическое значение пересечения нормали с оптической осью

$$Z_n = (1/c) - Kz, \quad (8.53)$$

где  $K = -e^2$  ( $e$  — эксцентриситет коникоида), а  $z$  вычисляют из уравнения A1.1 по экспериментальным значениям  $S_m$ ;

2) определяют значения членов  $(Z_n' - Z_n)_m S_m$  и по ним вычисляют абберацию  $W_M$  волнового фронта контролируемой оптической поверхности.

### 8.3.2. Физическая теория

Аналогично п. 8.2.3 рассмотрим применение дифракционной теории для описания метода нити. Запишем функцию модуляции

$$M(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, & \text{если } |x_1 + r_1| > \delta r; \\ 0, & \text{если } |x_1 + r_1| < \delta r, \end{cases} \quad (8.54)$$

где  $r_1$  определяет положение нити, а  $2\delta r$  — ее ширину. После пересечения нитью параксиальной плоскости, комплексная амплитуда принимает вид  $M(x_1, y_1)a(x_1, y_1)$ . Распределение комплексной амплитуды в плоскости изображения можно получить, применив Фурье-преобразование к комплексной амплитуде измерения, выходящей из параксиальной плоскости и определяемой как

$$A'(x_2, y_2) = 1 + i(2\pi/\lambda) W'(x_2, y_2), \quad (8.55)$$

где вновь

$$W'(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} M(x_1, y_1) w(x_1, y_1) \times \\ \times \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda R_1} (x_1 x_2 + y_1 y_2) \right] dx_1 dy_1$$

обозначает обратное Фурье-преобразование  $M(x_1, y_1)w(x_1, y_1)$ . Аналогично методике вычисления интенсивности изображения в методе ножа, найдем компонент функции модуляции, приводящий к выделению члена, показывающего изменения интенсивности изображения:

$$g(x_1, y_1) = \begin{cases} -0,5, & |x_1 + r_1| < \delta r; \\ 0, & |x_1 \pm r_1| > \delta r; \\ 0,5, & |x_1 - r_1| < \delta r \end{cases} \quad (8.56)$$

и сравним его с уравнением (8.44) (равно как и кривые, изображенные на рис. 8.17, а и в). Из уравнения (8.56) следует, что единственное различие обоих методов заключается в том, что изменения интенсивности изображения при использовании нити происходят из-за дифрагирования света контролируемой оптической поверхностью в интервале от  $(r_1 - \delta r)$  до  $(r_1 + \delta r)$ .

Контрастность изменения интенсивности изображения одинакова в обоих методах; следовательно, единственным преимуществом метода нити является возможность путем правильного выбора ее положения и ширины выделить весь дифрагированный свет или, другими словами, наличие избирательности при определении малых зон на контролируемой оптической поверхности.

#### 8.4. МЕТОД ПЛАЦЕКА—ГАВИОЛЫ

Метод каустики, предложенный Плацеком и Гавиолой [34], основан на том, что центр кривизны любого внеосевого сегмента идеального параболического зеркала лежит не на оптической оси, а на кривой, называемой каустикой [50]. Для доказательства этого, Плацек и Гавиола выполнили изыскный эксперимент — они экранировали параболическое зеркало, за исключением двух симметричных зон эллиптической формы, освещали его через источник — щель — и рассматривали возникающее при этом изображение при различных положениях осветителя. Серия фотографий светящейся щели, снятых при различных положениях с внешней и внутренней стороны фокуса зеркала (рис. 8.23), ясно показывает, что в момент, когда оба пучка пересекают оптическую ось, изображение становится нерезким; в нем явно наблюдается дифракционная структура изображения, полученного от оптической системы с ошибками фокусировки. Кроме того, из той же серии фотографий очевидно, что фокальная плоскость изображений находится вне участка, где эти изображения пересекают оптическую ось.

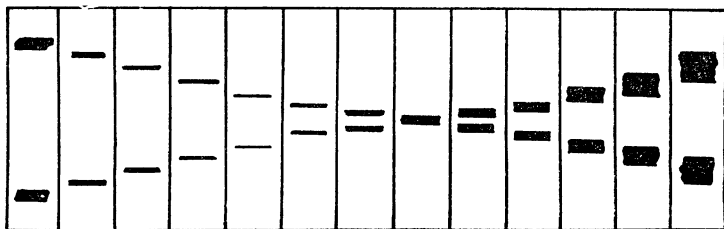


Рис. 8.23. Графическое изображение фотографий, полученных методом Плацека — Гавиолы с помощью двух щелей

Исследования Плацека и Гавиолы показали, что для точных измерений необходимо использовать эту фокальную плоскость с изображениями вне оптической оси в качестве модифицированной плоскости. Было установлено также, что тонкая непрозрачная нить, совпадающая с изображением светящейся щели, весьма удобна для использования в качестве модифицированного экрана.

Метод Плацека — Гавиолы очень удобен и точен. Шредер [41] отмечал следующие его главные преимущества:

1) возможность наблюдать одновременно только одно отверстие в экране:

2) отверстия, сделанные в экране, могут быть значительно шире используемых при контроле локальных дефектов с помощью ножа;

3) критерии определения центра кривизны участка зеркала с помощью одного отверстия в экране при минимуме освещения, проходящего через непрозрачную нить или полоску, более надежны, чем критерии согласования распределения интенсивности от двух отверстий при использовании ножа на оси.

#### 8.4.1. Геометрическая теория

Здесь мы, прежде всего, покажем, как вычислять теоретический центр кривизны для участка поверхности вращения [7], и рассмотрим методику измерения формы

зеркала по экспериментальным и теоретическим данным о центрах кривизны нескольких участков контролируемой оптической поверхности.

Введем новую каустическую систему координат  $(\eta, \xi)$  с началом в центре кривизны центральной зоны (рис. 8.24). Центры кривизны любого другого участка будут отсчитываться от этой точки.

Координаты  $(\eta, \xi)$  центра кривизны любой поверхности вращения можно найти по формуле

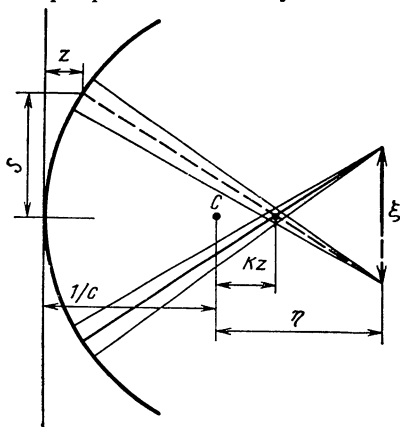


Рис. 8.24. Геометрия каустики

$$\frac{\xi}{2(\eta + Kz)} = \frac{S}{(1/c) - (K+1)z}, \quad (8.57)$$

получающейся из геометрических соотношений штриховых треугольников, показанных на рис. 8.24. По тому же рисунку расстояние  $R$  между точкой  $(z, S)$  на зеркале и центром кривизны в точке  $(1/c + \eta, \xi/2)$  определяем как

$$R^2 = \left(S + \frac{\xi}{2}\right)^2 + \left(\frac{1}{c} + \eta - z\right)^2. \quad (8.58)$$

Этот радиус кривизны можно вычислить по хорошо известной формуле

$$R = \frac{[1 + (dz/dS)^2]^{3/2}}{d^2 z / dS^2}. \quad (8.59)$$

Первую производную  $z$  по  $S$  определяем из уравнения (A1.21)

$$\frac{dz}{dS} = cS [1 - (K+1)c^2 S^2]^{-1/2}. \quad (8.60)$$

Тогда вторая производная может быть вычислена как

$$\frac{d^2 z}{dS^2} = c [1 - (K+1)c^2 S^2]^{-3/2}. \quad (8.61)$$

Подставив (8.60) и (8.61) в уравнение (8.59), получим

$$R = \frac{1}{c} (1 - Kc^2 S^2)^{3/2}. \quad (8.62)$$

Если теперь значение  $\xi/2$  из уравнения (8.57) использовать в (8.58), равенство примет вид

$$R^2 = \left(\frac{1}{c} + \eta - z\right)^2 \left\{1 + \frac{S^2}{[(1/c) - (K+1)z]^2}\right\}. \quad (8.63)$$

Из формул (8.62) и (8.63) определим выражение

$$\eta = \frac{\frac{1}{c} (1 - Kc^2 S^2)^{3/2}}{\left\{1 + \frac{S^2}{[(1/c) - (K+1)z]^2}\right\}^{1/2}} + z - \frac{1}{c}, \quad (8.64)$$

которое, чтобы исключить зависимость от  $S$ , можно переписать, используя выражение для  $z$ , как

$$\eta = -Kz \{3 + cz(K+1)[cz(K+1) - 3]\}. \quad (8.65)$$

Подставляя его в уравнение (8.57), получим

$$\xi = -2ScKz \left\{ \frac{2 + cz(K+1)[cz(K+1) - 3]}{1 - cz(K+1)} \right\}. \quad (8.66)$$

Таким образом, становится возможным вычислять теоретическое положение центра кривизны ( $\eta$ ,  $\xi/2$ ) определенной зоны зеркала с координатами ( $z$ ,  $S$ ).

Типовая процедура использования метода каустики состоит в следующем [41]

1. Измерить  $c$  по радиусу кривизны центральной зоны зеркала.
2. Вырезать экран с нечетным числом зон, чтобы получить зону в центре.
3. Определить центр кривизны центральной зоны по теневой картине зеркала при перемещении нити вдоль оптической оси.
4. Вычислить теоретическое ( $\eta$ ,  $\xi$ ) и экспериментальное ( $\eta'$ ,  $\xi'$ ) значения центра кривизны определенной зоны, когда нить задерживает свет, выходящий из каждой щели.

Необходимо отметить, что только этот метод дает возможность каждую щель для конкретной зоны контролировать отдельно, и он особенно удобен для оценки несимметричных погрешностей.

5. Вычислить разность теоретических и экспериментальных значений. Если она отрицательна, то данная зона недоисправлена, и наоборот.

Дифракционная теория метода была развита Симоном [42] и Плацеком [35].

## 8.5. МЕТОД ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

Цернике [53—54] проанализировал метод Фуко в терминах дифракционной теории и предложил его усовершенствованный вариант, который он назвал методом «фазового контраста». Независимо от Цернике подобный метод был разработан Лио [30]. В дальнейшем контроль по принципу фазовой модуляции был подробно развит Вольтером [52].

### 8.5.1. Метод Цернике и его связь с интерферометром Смарта

Метод фазового контраста заключается в использовании в качестве модулирующего экрана диска с радиусом  $r$  и оптической толщиной  $\lambda/4$ , вносящего такую же разность оптического хода между лучом, проходящим через диск или щель, и проходящим мимо него.

Если абберация волнового фронта мала по сравнению с  $\lambda$ , из уравнения (8.28) следует, что между прямым (характеризующим идеальную часть контролируемой оптической поверхности) и отклоненным светом (характеризующим погрешности детали) существует разность фаз  $90^\circ$ . Поскольку абберации малы, результирующая амплитуда изображения контролируемой поверхности такова, что его интенсивность равна интенсивности прямого света, и погрешности детали не видны [в общем случае это вытекает из уравнения (8.31)].

Проходя через описанный выше модулирующий экран, прямой свет отстает по фазе на  $90^\circ$  (рис. 8.25). Теперь он имеет одинаковую



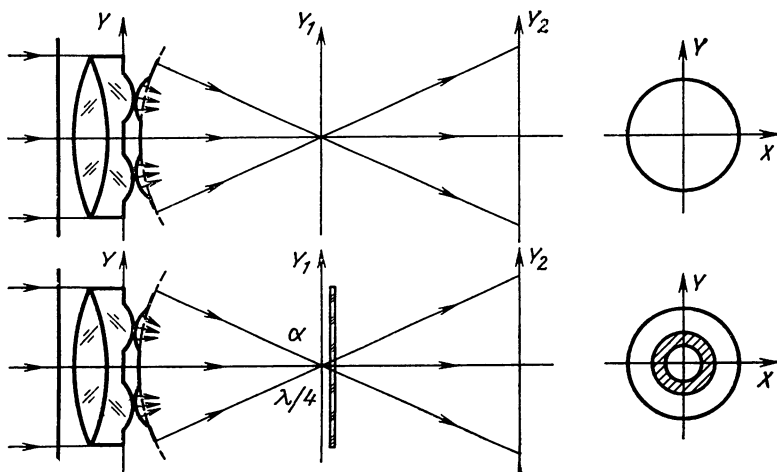


Рис. 8.25. Метод фазового контраста

с отклоненным светом фазу и образует изображение контролируемой поверхности. Аберрации волнового фронта проявляются при этом в изменении его интенсивности, которая определяет их величину и знак.

Более того, снижая соответствующим образом интенсивность фона, можно повысить видимость очень слабого отклоненного света, который иначе не был бы зафиксирован, так как возрастает контрастность составляющей интенсивности, определяющей наличие погрешностей, т. е. картины, наложенной на интенсивность фона в плоскости изображения, и рассматриваемый метод приобретает высокую чувствительность обнаружения малых аберраций.

Таким образом, метод фазового контраста имеет следующие преимущества при контроле оптических поверхностей с погрешностями, меньшими  $\lambda$ :

- 1) аберрации проявляются как линейная суперпозиция составляющих компонентов на фоне с однородной интенсивностью;
- 2) их контрастность на таком фоне легко увеличить уменьшением интенсивности освещенности фона, т. е. уменьшением оптической прозрачности в диапазоне  $\lambda/4$ .

Ниже будет рассмотрено математическое описание данного метода.

Модифицирующая функция, применяемая в методе фазового контраста, может быть описана как амплитудопоглощающий диск с действительной амплитудой пропускания, равной  $\alpha$  и радиусом, равным радиусу диска Эйри ( $\rho=3,83$ ). Вне диска комплексная амплитуда светопропускания равна  $i$ , т. е.

$$M(x_1, y_1) = \begin{cases} \alpha, & x_1^2 + y_1^2 < r_1^2; \\ i, & x_1^2 + y_1^2 > r_1^2. \end{cases} \quad (8.67)$$

Отсюда комплексная амплитуда, распространяющаяся в направлении плоскости изображения, определяется уравнением

$$a'(x_1, y_1) = M(x_1, y_1) \left[ 2 \frac{J_1(\rho)}{\rho} + i \frac{2\pi}{\lambda} w(x_1, y_1) \right]. \quad (8.68)$$

Следовательно, в плоскости изображения она может быть вычислена обратным Фурье-преобразованием выражения (8.68), приводящим к формуле вида

$$A'(x_2, y_2) = a - \frac{2\pi}{\lambda} W'(x_2, y_2), \quad (8.69)$$

где

$$W'(x_2, y_2) = \iint_{x_1^2 + y_1^2 > r_1^2} w(x_1, y_1) \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda R_1} (x_2 x_1 + y_2 y_1) \right] dx_1 dy_1. \quad (8.70)$$

Интенсивность изображения может быть определена как:

$$I'(x_2, y_2) = A'(x_2, y_2) A'^*(x_2, y_2),$$

что приводит к

$$I'(x_2, y_2) = a^2 - a \frac{4\pi}{\lambda} W'(x_2, y_2). \quad (8.71)$$

Из этого уравнения следует, что изменения интенсивности изображения пропорциональны функции аберраций. Если погрешности могут быть описаны плавно изменяющейся функцией, равномерно распространенной по всему объекту, соответствующая дифракционная картина проходит центральный диск и остается невидимой в распределении интенсивности изображения.

Контраст изменения интенсивности изображения для метода фазового контраста определяется как

$$\gamma = \frac{4\pi}{a\lambda} W'(x_2, y_2). \quad (8.72)$$

Очевидно, что контраст  $\gamma$  можно увеличить, уменьшая интенсивность фона изображения, т. е. увеличивая поглощение центрального диска (см. второе преимущество метода Цернике).

Метод фазового контраста часто представляется как результат двух- или многолучевой интерференции [13, 14, 17]. Поскольку такой подход более знаком многим специалистам по оптическому контролю и Сمارт [43] использовал его при разработке интерферометра с дифракцией на точке, то именно его мы будем анализировать ниже.

Представим комплексную амплитуду излучения, отраженного от контролируемой поверхности, в виде

$$A(x, y) = \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} W(x, y) \right], \quad (8.73)$$

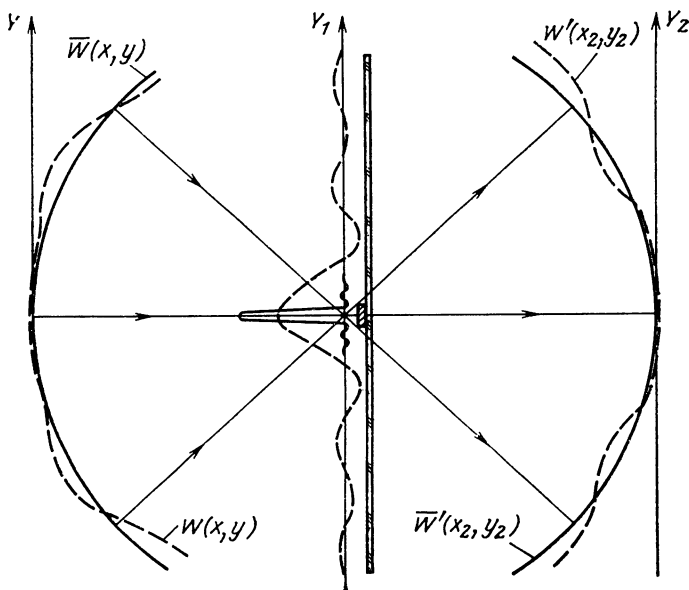


Рис. 8.26. Геометрические построения для метода фазового контраста и интерферометра Смарты

где  $W(x, y)$  — вновь функция абберации волнового фронта, и перепишем это выражение в более удобной форме

$$A(x, y) = \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \bar{W}(x, y) \right] + \left\{ \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} W(x, y) \right] - \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \bar{W}(x, y) \right] \right\}, \quad (8.74)$$

где  $\bar{W}(x, y)$  — изменение фазы волнового фронта от «идеальной» оптической поверхности (рис. 8.26). Из (8.74) ясно, что комплексную амплитуду можно представить лучом, связанным с эталонным волновым фронтом (первое слагаемое) и лучом, связанным с абберациями (второе слагаемое). Комплексная амплитуда в плоскости изображения может быть также записана в виде

$$A'(x_2, y_2) = \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \bar{W}(x_2, y_2) \right] + \left\{ \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} W(x_2, y_2) \right] - \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \bar{W}(x_2, y_2) \right] \right\}. \quad (8.75)$$

Безусловно, математическое разделение на члены, соответствующие двум лучам в уравнении (8.75), сделано только из соображений удобства, поскольку интенсивность изображения определяется выражением  $I(x_2, y_2) = A'(x_2, y_2) A'^*(x_2, y_2) = 1$ , как и следовало ожидать. Но так как в параксиальной плоскости  $X_1 - Y_1$  обе составляю-

щие распределены неодинаково, они могут, до определенной степени, изменяться раздельно и, следовательно, изображение можно представить как результат интерференции двух различных лучей.

Именно эта методика используется в методе фазового контраста и в интерферометре с дифракцией на точке. Иначе говоря, идея заключается в том, чтобы изменить амплитуду и фазу первого луча, когда он фокусируется в параксиальной плоскости, с тем, чтобы получить вариации интенсивности изображения, отличные от единицы. Комплексная амплитуда изображения при этом определяется как

$$A'(x_2, y_2) = \alpha \exp i \delta \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \overline{W}(x, y) \right] + \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} W(x, y) \right] - \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \overline{W}(x, y) \right], \quad (8.76)$$

где  $\alpha$  — действительная амплитуда светопропускания;  $\delta$  — разность фаз, введенная в опорный пучок. Интенсивность изображения может быть вычислена из уравнения (8.76)

$$I(x_2, y_2) = \alpha^2 + 4 \sin^2 \left\{ \frac{\pi}{\lambda} [\overline{W}(x_2, y_2) - W(x_2, y_2)] \right\} - 4 \sin \left\{ \frac{\pi}{\lambda} [\overline{W}(x_2, y_2) - W(x_2, y_2)] \right\} \times \alpha \sin \left\{ \frac{\pi}{\lambda} [\overline{W}(x_2, y_2) - W(x_2, y_2) + \delta] \right\}. \quad (8.77)$$

Частный случай, когда интенсивность равна единице во всей плоскости изображения, соответствует  $\alpha = 1$ ,  $\delta = 0$ .

Из общей формулы (8.77) метод фазового контраста получается как частный случай при  $\delta = \pi/2$ . В этом случае интенсивность изображения определяется как

$$I(x_2, y_2) = \alpha^2 + 4 \sin^2 \left\{ \frac{\pi}{\lambda} [\overline{W}(x_2, y_2) - W(x_2, y_2)] \right\} - 2\alpha \sin \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} [\overline{W}(x_2, y_2) - W(x_2, y_2)] \right\}. \quad (8.78)$$

При  $|\overline{W}(x_2, y_2) - W(x_2, y_2)| \ll 1$  второй член пренебрежимо мал, и мы вновь приходим к выражению (8.71), полагая  $W' = \overline{W} - W$ .

Принцип интерферометра с дифракцией на точке может быть легко получен из формулы (8.78) при  $\delta = 0$ , когда изменение интенсивности изображения

$$I(x_2, y_2) = \alpha^2 + (1 - \alpha) 4 \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} [\overline{W}(x_2, y_2) - W(x_2, y_2)]. \quad (8.79)$$

До сих пор мы не накладывали ограничений на вид функции  $\overline{W}(x_2, y_2)$  или, что равнозначно,  $\overline{W}(x, y)$ , поэтому она может обо-

значать наклон или ошибку фокусировки (как в интерферометре с дифракцией на точке), если точка, соответствующая изменению амплитуды  $\alpha$ , помещается на плоскости  $X_1-Y_1$ , соответственно внутри фокуса или за ним.

В интерферометре с дифракцией на точке контраст  $\gamma$  изменения интенсивности изображения определяется как

$$\gamma = 4 \left( \frac{1}{\alpha} - 1 \right) \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} [\bar{W}(x_2, y_2) - W(x_2, y_2)]. \quad (8.80)$$

Контраст можно увеличить, уменьшая  $\alpha$ , что позволяет использовать данный метод для определения малых аберраций функций  $\bar{W}(x_2, y_2)$ .

Все другие значения  $\delta$  в формуле (8.77) будут соответствовать различным оптическим толщинам или смещениям одного из плеч двухлучевого интерферометра. Но, поскольку наибольшая чувствительность к небольшим аберрациям имеет место при  $\delta = \pi/2$ , они здесь не рассматриваются.

### 8.5.2. Метод Лيو

Тексеро [47] достаточно обоснованно отмечал, что хотя метод фазового контраста и удобен для применения в микроскопии, его ценность с точки зрения оптического контроля ограничена. Причина заключается в том, что изменения интенсивности изображения оцениваются здесь фотометрически, а интерпретация и использование результатов наблюдения достаточно сложны. Ясное понимание свойств метода в терминах физической оптики по-прежнему отсутствует, и наиболее общим применением метода фазового контраста в оптическом контроле на сегодня является определение малых по величине и площади поверхностных дефектов.

Как показано выше, в методе Цернике обычно используют белый или монохроматический точечный источник света и фазовую пластину с маленьким круглым диском, меньшим или равным диску Эйри. Другая возможность, реализованная с современными микроскопами фазового контраста, заключается в применении круглого протяженного источника света и фазовой пластины, задерживающая зона которой точно совпадает с геометрическим изображением источника. Преимущество этого способа в том, что потребляется больше света и легче изготовить большую фазовую пластину. Используя этот принцип, Лيو [30] независимо от Цернике разработал метод, в котором источником света служит относительно широкая (100—200 мкм) щель. Она изображается контролируемой оптической поверхностью на фазозадерживающей щели с оптической толщиной  $\lambda/4$ . Для повышения контрастности прозрачность щели уменьшается до  $T = 10^{-D}$ , где  $D$  — оптическая плотность, изменяющаяся от 1,5 до 3,0.

Поскольку источник света не круглый, а щелевидный, свет дифрагированный в направлении щели, не изменит свою фазу относительно недифрагированного и, следовательно, соответствующие

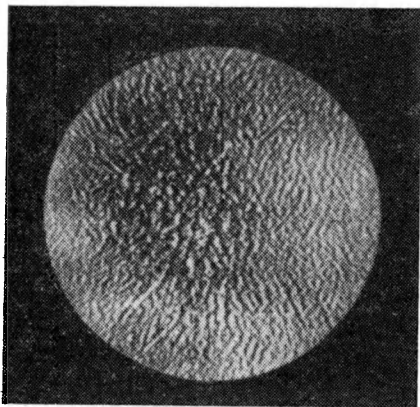


Рис. 8.27. Фотография, полученная методом Лию с вертикальной фазовой щелью (из книги М. Francon. *Modern Applications of Physical Optics*, Interscience, New York, 1963)

абберации не будут обнаружены. Другими словами, мы сможем оценивать только погрешности с изменениями в направлении, перпендикулярном щели. Именно эти дефекты приведены на рис. 8.27 (щель располагалась вертикально). Обнаруженные таким образом псевдоориентированные погрешности могут игнорироваться, поскольку реальные дефекты вероятнее всего ориентированы равномерно.

Метод Лию настолько чувствителен, что позволяет обнаруживать на поверхности дефекты размером  $0,1 \text{ нм}$  с контрастностью около  $15\%$ .

Если используется полихроматический источник света, фазомодулирующий экран имеет равную оптическую толщину для различных длин волн и изменение интенсивности изображения может проявляться в виде цветовых эффектов.

Информацию о практических способах изготовления фазовых дисков или фазовых щелей можно найти в работах Берча [5], Цернике [55], Франсона и Номарски [14] и Голдена [17].

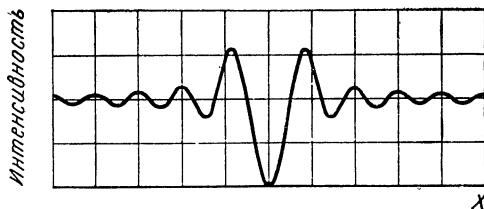
### 8.5.3. Метод Вольтера

Фазоножевой метод, предложенный Вольтером, может рассматриваться как усовершенствование метода нити, или зонального ножа Фуко [52]. Идея заключается в использовании дифрагированного света, а не в задерживании его, как в случае применения ножа.

В основе контроля лежит изменение знака комплексной амплитуды на половине плоскости при ее неизменности на другой полуплоскости, что достигается введением прозрачного полуэкрана с оптической толщиной  $\lambda/2$ . Этот метод называют также методом преобразования Гильберта [3, 29], так как с математической точки зрения изображение в данном случае получается как гильбертово преобразование объекта.

Поскольку при этом глаз наблюдателя воспринимает больше дифрагированного света, реально ожидать получения высококонтрастной теневой картины, и поэтому метод «полуволнового фазового края» (еще одно часто используемое название) должен обладать большей чувствительностью и точностью, чем традиционный контроль по Фуко, при условии, что тень от фазового ножа проецируется на контролируемую асферическую поверхность. Здесь, как и в методе фазового контраста, невозможно объяснить с позиции геометрической оптики изменение интенсивности в плоскости изо-

Рис. 8.28. Изображение полуволнового фазового края, наблюдаемого по методу дифракции Френеля на контролируемой поверхности



бражения, когда полуволновый фазовый край вводится вблизи параксиального фокуса. Лишь Ландгрей в 1974 г. предположил, что только проходящие через границу полуволнового фазового края лучи уничтожаются при интерференции.

Хотя данный подход может показаться примитивным, он хорошо согласуется с тем фактом, что дифракционные изображения Френеля полуволнового фазового ножа имеют нулевую интенсивность на границе [20, 32], как показано на рис. 8.28. Действительно, метод Вольтера оказывается порой очень полезным, ибо полуволновой фазовый край можно рассматривать как эквивалент нити, а его границу считать границей непрозрачного ножа; тогда прозрачность фазового ножа можно принять равной единице как на «обращающей», так и на «чистой» половинах. Поэтому теневая картина, полученная этим методом, с точки зрения геометрической оптики идентична картине, возникающей при использовании нити, и анализ ее границ будет, следовательно, таким же, как и описанный в п. 8.2.2. Отметим также сходство результатов контроля по методу Фуко (см. рис. 8.9) с фотографией, изображающей фазокраевой контроль линзы с комой на рис. 8.29 (данные Ландгрейва).

Исследователи отмечали [22, 49], что темные линии на теневой картине при методе полуволнового фазового края более контрастные относительно фона, чем при методах ножа и нити, и поэтому его чувствительность сравнительно больше. На фотографиях (рис. 8.30) приведены в качестве примера результаты контроля одного и того же асферического зеркала методами нити и фазового ножа соответственно.

Формальный анализ чувствительности, безусловно, более сложен, и здесь он не проводится. Ниже показано лишь, что для абер-

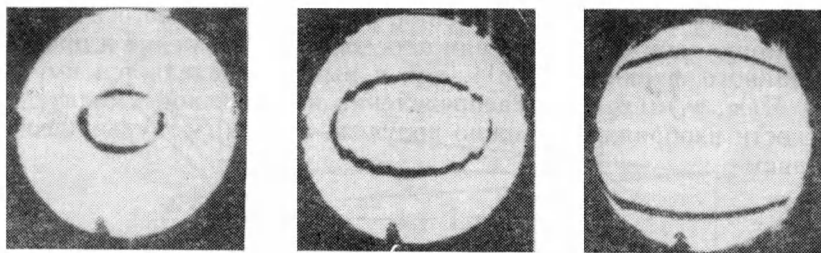


Рис. 8.29. Теневые картины, полученные при контроле с использованием полуволнового фазового края линзы с комой

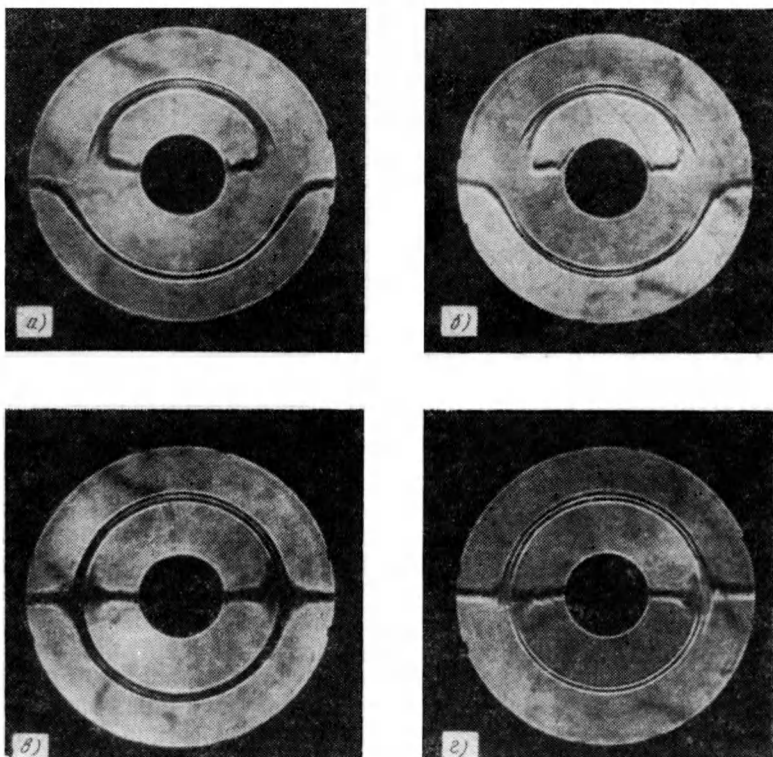


Рис. 8.30. Тенсовые картины гиперболического зеркала, полученные с помощью внеосевой (а) и осевой (б) нитей и внеосевого (в) и осевого (г) фазовых краев

раций, меньших  $\lambda$  падающего света, полуволновой фазовый край образует изображение более контрастное, чем непрозрачный нож [32, 33].

Функция модуляции в методе Вольтера равна

$$M(x_1, y_1) = \begin{cases} -1, & x_1 < -r_1; \\ 1, & x_1 > -r_1. \end{cases} \quad (8.81)$$

Комплексная амплитуда излучения, распространяющегося от плоскости модуляции в направлении плоскости изображения и промодулированной функцией (8.81), как и выше, определяется выражением  $M(x_1, y_1)a(x_1, y_1)$ . Распределение комплексной амплитуды в плоскости изображения можно получить обратным Фурье-преобразованием

$$A'(x_2, y_2) = 1 + i \frac{2\pi}{\lambda} W'(x_2, y_2), \quad (8.82)$$

где вновь  $W'(x_2, y_2)$  обозначает обратное Фурье-преобразование выражения  $M(x_1, y_1)\psi_1(x_1, y_1)$ . При вычислении интенсивности изо-



бражения членами второго порядка по  $\lambda^{-1}$  снова можно пренебречь. В результате, как отмечалось при обсуждении дифракционной теории методов ножа и нити, только нечетные действительные составляющие в функции модуляции приводят к появлению видимых изменений интенсивности изображения. Так как в этом случае функция имеет вид

$$g(x_1, y_1) = \begin{cases} -1, & x_1 < -r_1; \\ 0, & |x_1| < r_1; \\ 1, & x_1 > r_1, \end{cases} \quad (8.83)$$

мы можем не вычислять интенсивность изображения, поскольку результат будет таким же, как при методе ножа, за исключением лишь того, что функция (8.83) имеет удвоенную амплитуду прозрачности (см. рис. 8.17, *а* и *б*). Следовательно, контрастность изменения интенсивности изображения при методе фазового края будет в 2 раза больше, чем при методе ножа:

$$\gamma_{\text{фк}} = 2\gamma_{\text{н}} = \frac{2\pi}{\lambda} W_i(x_2, y_2). \quad (8.84)$$

Остальные характеристики метода Вольтера аналогичны соответствующим характеристикам методов ножа и нити.

## 8.6. МЕТОД РИЧИ—КОММОНА

Согласно [40] метод впервые был предложен Коммоном для контроля больших оптических плоскостей. Для этой цели Коммон использовал высококачественное сферическое зеркало в сочетании с плоскостью, также отражающей лучи, для получения схемы (рис. 8.31), подобной используемой при методе ножа.

Любая малая сферическая выпуклость или вогнутость на контролируемой поверхности проявляется в виде астигматизма изображения точечного источника света. Используя метод ножа (см. п. 8.1), можно точно определить две фокальные плоскости, соответ-

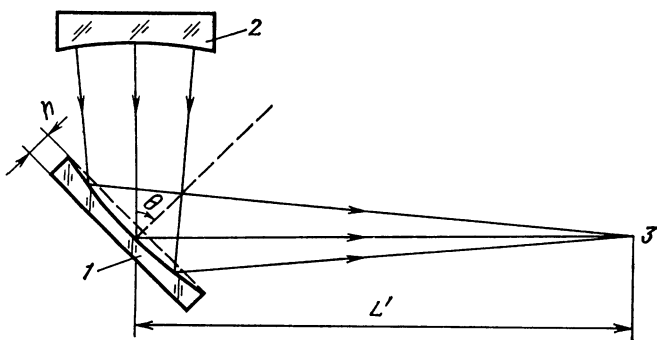


Рис. 8.31. Схема контроля методом Ричи — Коммона:  
1 — контролируемая поверхность; 2 — эталонное зеркало; 3 — изображение

вующие сагиттальному и тангенциальному фокусам, и вычислить по этим данным радиус кривизны контролируемой поверхности. Аналогично могут быть обнаружены любые местные деформации или отклонения от плоскостности.

Преимущества метода Ричи — Коммона по сравнению с другими методами заключаются в том, что отсутствует необходимость в эталоне, как, например, в интерферометрах Ньютона или Физо. При автоколлимационном методе требуется параболоид размером, равным контролируемой пластине. В то же время вспомогательное зеркало, используемое при методе Ричи — Коммона, имеет сферическую форму, простую в изготовлении и контроле. Кроме того, размер сферического зеркала может равняться малому диаметру эллиптического, наиболее часто используемого в телескопах и других приборах в качестве диагонального.

При измерении астигматизма можно получить значения вогнутости и выпуклости «плоского» зеркала, однако при этом предполагается, что его форма именно сферическая, а не торическая. Если зеркало не круглое, а эллиптическое, то при полировании оно может приобрести торическую форму, приводящую к дополнительному астигматизму и затрудняющую анализ в целом [46].

Приводимое ниже математическое описание основывается на предположении, что контролируемое зеркало не является торическим, это условие соответствует методике Куде [8] и Стронга [45] определения кривизны по уравнению Коддингтона для астигматизма. При этом предполагается, что точечный источник света и нить перемещаются совместно в одной плоскости. Следовательно, при оценке поперечной аберрации необходимо умножить полученное значение на коэффициент 0,5, чтобы определить действительное ее значение. Однако аберрация волнового фронта при методе Ричи — Коммона удваивается из-за двойного отражения на контролируемой плоскопараллельной пластине, и коэффициенты 2 и 0,5 при вычислении значений поперечной аберрации могут быть опущены.

Применяя уравнение Коддингтона для астигматизма к отражающей поверхности, можно показать, что сагиттальный фокус сходящегося пучка, падающего на зеркало (рис. 8.32), определяется как

$$\frac{1}{s'} = \frac{1}{s} + \frac{2 \cos \theta}{r} \quad (8.85)$$

и тангенциальный фокус соответственно как

$$\frac{\cos^2 \theta}{t'} = \frac{\cos^2 \theta}{t} + \frac{2 \cos \theta}{r}, \quad (8.86)$$

где  $\theta$  — угол падения луча на контролируемую поверхность;  $r$  — радиус ее кривизны.

Если предположить, что падающий пучок свободен от астигматизма,  $s = t$  и уравнения (8.85) и (8.86) можно объединить, тогда

$$\frac{s' - t'}{s' t'} = \frac{2 \sin^2 \theta}{r \cos \theta}. \quad (8.87)$$

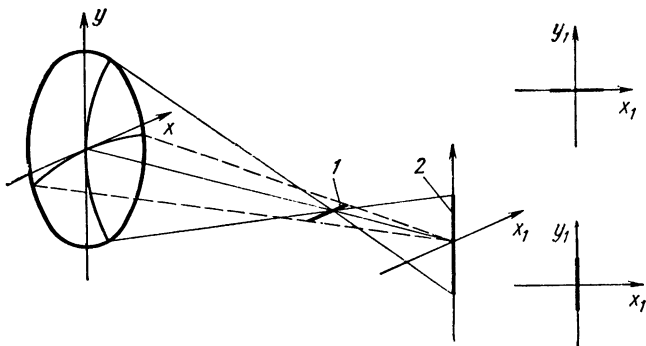


Рис. 8.32. Астигматический волновой фронт и его фокальные изображения. При использовании установки (см. рис. 8.31) ориентация фокальных линий изменяется, т. е. сагиттальная линия становится горизонтальной и тангенциальная — вертикальной:  
1 — тангенциальный фокус; 2 — сагиттальный фокус

Принимая  $s' = L' + \delta L'$  и  $t' = L'$  и подставляя эти значения в уравнение (8.87), получим

$$r = 2L' \left( 1 + \frac{L'}{\delta L'} \right) \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta}. \quad (8.88)$$

Так как  $|L'/\delta L'| > 1$ , из этого уравнения следует, что, если сагиттальный фокус длиннее тангенциального ( $\delta L' > 0$ ), контролируемая поверхность является выпуклой и радиус ее кривизны положителен, и наоборот. Стрелка прогиба  $h$  поверхности связана с диаметром  $D$  и радиусом кривизны  $r$  поверхности приближенным соотношением

$$h = D^2 / (8r). \quad (8.89)$$

Используя уравнения (8.88) и (8.89), получим

$$h = \frac{D^2 \cos \theta}{16 L' [1 + L' / (\delta L')] \sin^2 \theta}. \quad (8.90)$$

Для  $L' \gg \delta L' [ |L' / (\delta L')| \gg 1 ]$  уравнение (8.90) преобразуется в формулу

$$h = \frac{D^2 \delta L' \cos \theta}{16 L'^2 \sin^2 \theta}, \quad (8.91)$$

которая дает стрелку  $h$  контролируемой оптической поверхности в зависимости от угла падения  $\theta$ . В частном случае при  $\theta = 45^\circ$  стрелка

$$h = \frac{D^2 \delta L'}{11,3 L'^2}. \quad (8.92)$$

Куде [8, 47] отмечал, что оптимальный угол  $\theta$  для контроля плоскопараллельных пластин составляет  $54^\circ 45'$ . На практике удобнее применять  $\theta = 60^\circ$ . Для визуального определения положений сагиттального и тангенциального фокусов обычно вместо ножа используют окуляр, фиксируя картины, изображенные в правой части рис. 8.32.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в данной главе многочисленные примеры наглядно демонстрируют универсальность и полезность шлирен-методов и методов, связанных с фазовой модуляцией. Выбор конкретного варианта контроля определяется обстоятельствами.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Banerji S.** On Some Phenomena Observed in the Foucault Test, *Astrophys. J.*, 48, 50 (1918).
2. **Barakat R.** General Diffraction Theory of Optical Aberration Tests, from the Point of View of Spatial Filtering, *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 1432 (1969).
3. **Belvaux Y., Vareille J. C.** Visualisation d'Objets de Phase par Transformation de Hilbert, *Nouv. Rev. Opt. Appl.*, 2, 149 (1971).
4. **Buchroeder R. A., Elmore L. H., Shack R. V., Slater P. N.** Optical Sciences Center Technical Report No 79, 1972.
5. **Burch C. R.** On the Phase-Contrast Test of F. Zernike, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 94, 384 (1934).
6. **Conrady H. G.** Study of the Significance of the Foucault Knife-edge Test when Applied to Refracting Systems, *Trans. Opt. Soc.*, 25, 219 (1924).
7. **Cornejo A., Malacara D.** Caustic Coordinates in Platzek — Gaviola Test of Conic Mirrors, *Appl. Opt.* (in press).
8. **Couder A.** Recherches sur les Deformations des Grands Miroirs Employes aux Observations Astronomiques, Thesis, Faculte des Sciences de Paris (1932); reproduced in *Bull. Astron.*, 7, (1932).
9. **Dakin R. K.** An Improved Foucault Testing Device, *Sky Telesc.*, 33, 45 (1967).
10. **Fell B.** Optical Surfaces: Computer Program Facilitates Work in Optical Shop, *Opt., Sci. Newslett.*, 2, 5, 127 (1968).
11. **Foucault L. M.** Description des Procèdes Employes pour Reconnaître la Configuration des Surfaces Optiques, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 47, 958, (1858); reprinted in *Classiques de la Science*, Vol. 11, by A. Colin.
12. **Foucault L. M.** Memoire sur la Construccon des Telescopes en Verre Argente, *Ann. Obs. Imp. Paris*, 5, 197 (1859).
13. **Francon M.** Etude Theorique Comparative du Contraste de Phase et de Methods Interferentielles.— In: *Contraste de Phase et Contraste par Interferences*, M. Francon, Ed., Editions de la Revue d'Optique Theorique et instrumentale, Paris, 1952, p. 48.
14. **Francon M., Nomarski.** Les l'Ames de Phase par Reflexion.— In: *Contraste de Phase et Contraste par Interferences*, M. Francon Ed., Editions de la Revue d'Optique Theorique et Instrumentale, Paris, 1952, p. 136.
15. **Gascoigne S. C. B.** The Theory of the Foucault Test, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 104, 326 (1944).
16. **Gaviola E.** On the Quantitative Use of the Foucault Knife-Edge Test, *J. Opt. Soc. Am.*, 26, 163 (1936).
17. **Golden L. J.** Zernike Test. 1: Analytical Aspects, *Appl. Opt.*, 16, 202 (1977a).
18. **Golden L. J.** Zernike Test. 2: Experimental Aspects, *Appl. Opt.*, 16, 214 (1977b).
19. **Hartmann, J.** An Improvement of the Foucault Knife-Edge Test in the Investigation of Telescope Objectives, *Astrophys. J.*, 27, 254 (1908).
20. **Hopkins H. H.** Phase Structures Seen in the Ordinary Microscope.— In: *Contraste de Phase et Contraste par Interferences*, M. Francon Ed., Editions de la Revue d'Optique Theorique et Instrumentale, Paris, 1952, p. 142.
21. **Kingslake R.** The Knife-Edge Test for Spherical Aberration, *Proc. Phys. Soc.*, 49, 376 (1937).
22. **Landgrave J. E. A.** Phase Knife-Edge Testing, Master of Science Report, Imperial College of Science and Technology, United Kingdom, 1974.
23. **Linfoot E. H.** A Contribution to the Theory of the Foucault Test, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 105, 193 (1945a).

24. **Linfoot E. H.** Astigmatism under the Foucault Test, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 105, 193 (1945b).
25. **Linfoot E. H.** On the Interpretation of the Foucault Test, *Proc. R. Soc. A.* 193, 248 (1946a).
26. **Linfoot E. H.** On the Zernike Phase-Contrast Test, *R. Astron. Soc.*, 58, 759 (1946b).
27. **Linfoot E. H.** The Foucault Test. — In: *Recent avances in Optics*, Oxford University Press, 1955, Chap. II.
28. **Loomis D. A.** Testing Techniques Arouse Interest *Opt. Sci. Newslett.*, 2, 3, 73 (1968).
29. **Lowenthal S., Belvaux Y.** Observation of Phase Objects by Optically Processed Hilbert Transform, *Appl. Phys. Lett.*, No. 2, 49, 1967.
30. **Lyot B.** Procédés perme Hand d'Etudier les Irrégularités d'une Surface Optique Bien Polie, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 222, 765 (1946).
31. **Meinel A. B.** Quantitative Reduction of a Wire Test (Aximuthal) is Explained, *Opt. Sci. Newslett.*, 2, 5, 134 (1968).
32. **Ojeda-Castaneda J.** Images of Certain Type of Phase Objects, Ph. D. Thesis, University of Reading, United Kingdom, 1976.
33. **Ojeda-Castaneda J.** A Proposal to Classify Methods employed to Detect Phase Structures; under Coherent Illumination, *Opt. Acta*, 1978 (in press).
34. **Platzcek R., Gaviola E.** On the Errors of Testing a New Method for Surveying Optical Surfaces and Systems, *J. Opt. Soc. Am.*, 29, 484 (1939).
35. **Platzcek R. P., Simon J. M.** The Method of the Caustic for Measuring Optical Surfaces, *Opt., Acta*, 21, 267 (1974).
36. **Porter R. W.** Knife-Edge Shadows, *Astrophys. J.*, 47, 324 (1918).
37. **Porter R. W.** Mirror Making for Reflecting Telescope (Foucault test), in *Amateur Telescope Making*, Vol. 1, A. G. Ingalls, Ed., Scientific American, New York, 1953.
38. **Rayces J. L.** Exact Relation between Wave Aberration and Ray Aberration, *Opt. Acta*, 11, 85 (1964).
39. **Rayleigh, Lord.** On Methods for Detecting Small Optical Retardations, and on the Theory of Foucault's Test, *Philos. Mag.*, 33, 161 (1917); reproduced in: *Scientific Papers*, Vol. 6, Dover, New York, p. 455.
40. **Ritchey G. W.** On the Modern Reflecting Telescope and the Making and Testing of Optical Mirrors, *Smithson. Contrib. Knowl.*, 34, 3 (1904).
41. **Schroader L. H.** The Caustic Test. — In: *Amateur Telescope Making*, Vol. 3, A. G. Ingalls, Ed. Scientific American, New York, 1953, p. 429.
42. **Simon J. M.** Diffraction Theory of the Method of the Caustic for Measurement of Optical Surfaces, *Opt. Acta*, 18, 369 (1971).
43. **Smartt R. N., Steel W. H.** Theory and Application of Point — Diffraction Interferometers, *Proceedings of the ICO Conference on Optical Methods in Scientific and Industrial Measurements*, Tokyo, 1974, *Jap. J. Appl. Phys.*, 14, Suppl. 1, 351 (1975).
44. **Smith W. J.** *Modern Optical Engineering*, McGraw-Hill, New York, 1966.
45. **Strong J.** *Procedures in Experimental Physics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1938.
46. **Tatian B.** An Analysis of the Ritchey — Common Test for Large Plane Mirrors, *Itek Technical Report No. PFR-67-179*, 1967.
47. **Texereau J.** How to Make a Telescope (translation and adaptation of *La Construction du Télescope d'Amateur*), American Museum of Natural History, Anchor Books, Doubleday, 1957.
48. **Töpler A.** Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode, *Poggendorf's Ann. Phys. Chem.*, 127, 556 (1886), also in 128, 126 (1866), 131, 33 and 180 (1867), and 134, 194 (1868).
49. **Vals'ev L. A.** Schlieren Methods, *Israel Program for Scientific Translation*, New York, 1971.
50. **Wadsworth F. L. O.** Some Notes on the Correction and Testing of Parabolic Mirrors, *Pop. Astron.*, 10, 337 (1902).
51. **Welford W. T.** A Note on the Theory of the Foucault Knife-Edge Test, *Opt. Commun.*, 1, 9 (1970).

52. **Wolter H.** Schlieren-, Phase Kontrast und Lichtschnittverfahren» in Handbuch der Physik, Vol. 24, Springer-Verlag, 1956, p. 582.

53. **Zernike F.** Beugungstheorie des Schneidenverfahrens und Seiner Verbesser-ten Form, der Phasekontrast Methode, Physica, 1, 44 (1934a).

54. **Zernike F.** Diffraction Theory of Knife-Edge Test and Its Improved Form, the Phase Contrast», Mon. Not. R. Astron. Soc., 94, 371 (1934b).

55. **Zernike F.** Phase Contrast, a New Method for the Microscopic Observation of Transparent Objects. Physica, 9, 686 (1942); and extract of this article appears in: Achievements in Optics, by A. Bouwers, Elsevier, New York, 1950.

### Дополнительная литература

**Beskind G. M., Bogudlov A. M., Vitrichenko E. A., Euseev O. A., Soldatov S. M.** An Improved Foucault Philbert Method, Izv. Spets. Astrofiz. Obs., 7, 182, 1975 (оригинал на русском языке: Известия Специальной Астрофизической обсерватории, 7, 182, 1975).

**Bowe I. S.** Final Adjustments and Test of the Hale Telescope, Publ. Astron. Soc. Pac., 62, 91 (1950).

**Burner E. C.** Sensitive Visual Test for Concave Diffraction Gratings, Appl. Opt., 11, 1357 (1972).

**Cox R. E.** The Hot Wire Foucault Test, Sky Telesc., 25, 114 (1953).

**De Vany A. S.** Supplement to: Aberration Analysis by Double Wire Testing, Appl. Opt., 9, 1720 (1970).

**De Vany A. S.** Spherical Aberration Analysis by Double Wire Testing, Appl. Opt., 6, 1073 (1967).

**Francon M., Wagner D.** Etude des Défauts d'Homogénéité par la Methode l'Ombre Portée, C. R. Acad. Sci. Paris, 230, 1850 (1950).

**Gaviola E.** A New Method for Testing Cassegrain Mirrors, J. Opt. Soc. Am., 29, 480 (1939).

**Hansler R. L.** A Holographic Foucault Knife-Edge for Optical Elements of Arbitrary Design, Appl. Opt., 7, 1863 (1968).

**Haven A. C., Jr.** A Simple Recording Foucault Test, Sky Telesc. 38, 51 (1969).

**Holder D. W., North R. J.** Schlieren Methods, Notes on Applied Science Series No. 31, National Physics Laboratory, London, 1963.

**Kutter A.** Testing Long Focus Convex Secondary Mirrors, Sky Telesc., 18, 348 (1958).

**Martin L. C.** Technical Optics, Vols. 1 and 2. Pitman, London, 1950. (русс. перевод: Л. Мартин, Техническая оптика, Физматгиз, 1960).

**Meyer-Arendt J. Jr.** Testing of Glass Surfaces by an Incident Light Schlieren Method, J. Op. Soc. Am., 46, 1090 (1956).

**Philbert M.** Procédé Analogique Associe a la Methode de Foucault pour la Determination Rapide du Profil d'une Surface d'Onde para Voie Electronique, Opt. Acta, 14, 169 (1967).

**Phillips F. W.** Aspherizing and Other Problems in Making Maksutov Telescopes, Sky Telesc., 25, 110 (1963).

**Plaskett J. S.** 83-Inch Mirror of McDonald Observatory, Astrophys. J., 89, 84 (1939).

**Raiskii S. M.** One Way of Realizing the Shadow Method, J. Exp. Theor. Phys., 20, 378 (1950).

**Schultz L. G.** Quantitative Test for Off-Axis Parabolic Mirrors, J. Opt. Soc. Am., 36, 588 (1946).

**Stetson H. I.** Optical Tests of the 69-Inch Perkins Observatory Reflector, J. Opt. Soc. Am., 23, 293 (1933).

**Strong C. L.** Foucault Test Gear, Sci. Am., 193, No. 6, 124 (1955).

**Yoder P. R., Patrick F. B., Gee A. E.** Permitted Tolerance on Percentage Correction of Paraboloidal Mirrors, J. Opt. Soc. Am., 43, 702 (1953).

# ГЛАВА 9

## Метод Ронки

*А. Корнехо-Родригес*

### 9.1. ВВЕДЕНИЕ

С момента создания и начала применения для контроля оптических поверхностей метод Ронки используется достаточно широко, но чаще в качественном, чем в количественном варианте. Благодаря простоте и легкости его реализации и интерпретации экспериментальных данных метод, как правило, объясняют с позиций геометрической оптики (см. пп. 9.2 и 9.5), однако автор считает необходимым дать его более подробное описание, рассматривая следующие два аспекта; а) необходимость количественного анализа данных и б) развитие метода на основе принципов физической оптики и его сравнение с геометрической интерпретацией [96]. Этим вопросам посвящены соответственно п. 9.3 и 9.4. Их математический аппарат может быть опущен без ущерба для последовательности изложения материала. И, наконец, в п. 9.6 представлен краткий обзор методов, тем или иным образом связанных с классическим вариантом Ронки.

#### 9.1.1. Историческая справка

Метод Ронки является одним из простейших и наиболее удачных способов оценки и измерения аберраций оптической системы. Он разработан итальянским физиком Ронки [66], обнаружившим, что при помещении решетки вблизи центра кривизны зеркала изображение ее накладывается на саму решетку, образуя муаровую картину, которую он назвал комбинационными полосами. Поскольку форма комбинационных полос зависела от аберраций зеркала, Ронки предложил использовать это явление для качественного контроля зеркал. Однако оказалось, что интерпретировать комбинационные полосы крайне трудно. В современной трактовке метод изложен в диссертации автора [67].

Одним из первых применений этого способа контроля стало измерение аберраций телескопа Галилея [68] и объектива, изготовленного Торричелли [69]. Андерсон и Портер [6] использовали его для аттестации астрономических телескопов и с тех пор он широко применяется астрономами — профессионалами и любителями [30, 31, 60, 62, 94].

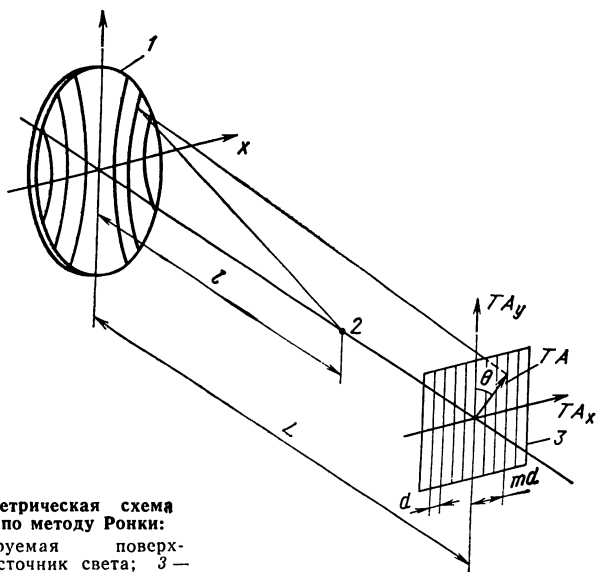
Вскоре после Ронки Ленувель опубликовал результаты подробного изучения этого метода, основываясь на тех же принципах, что и сам автор [32—35].

Общие описания контроля по Ронки представлены во многих обзорных статьях [3, 10, 52, 53, 72, 78, 79]. История метода подробно описана в работах [80, 81].

Шульц [91] назвал картины, наблюдаемые с помощью решетки Ронки, ронкиграммами. Предпринимались попытки использовать их даже для измерения оптической передаточной функции объективов [4] и хроматической аберрации систем [42, 99]. Зальцман [83] применял метод для оценки качества лазерных стержней.

### 9.2. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

Метод Ронки имеет две эквивалентные описательные модели: геометрическую, интерпретирующую полосы как тени полос решетки, и физическую, объясняющую появление полосы с позиций ди-



**Рис. 9.1. Геометрическая схема контроля по методу Ронки:**  
 1 — контролируемая поверхность; 2 — источник света; 3 — решетка Ронки

фракции и интерференции света. В этой главе показано, что если частота решетки не очень высока, то обе модели, предложенные еще Ронки, дают один результат. Подробное описание геометрической модели было дано Йенчем [29] и Мартином [49].

Малакара [41] показал, что тест Ронки позволяет непосредственно измерять поперечную aberrацию  $TA$  (рис. 9.1). Решетка и ее изображение расположены на оси, поэтому и поперечная aberrация, включающая расфокусировку и другие ошибки, также измеряется от оптической оси.

Волновая aberrация распределяется в выходном зрачке контролируемой системы по формуле, предложенной Рейсом [64]:

$$-\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{TA_x}{r - W} ; \quad \frac{\partial W}{\partial y} = -\frac{TA_y}{r - W} . \quad (9.1)$$

Для большинства практически интересных случаев можно, сохраняя точность результатов, пользоваться приближенными выражениями

$$\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{TA_x}{r} ; \quad \frac{\partial W}{\partial y} = -\frac{TA_y}{r} , \quad (9.2)$$

где  $r$  — радиус кривизны волнового фронта. Таким образом, представив решетку Ронки с расстоянием  $d$  между щелями, мы в общем случае можем записать для точки  $(x, y)$  на  $m$ -й полосе

$$\frac{\partial W}{\partial x} \cos \varphi - \frac{\partial W}{\partial y} \sin \varphi = -\frac{md}{r} , \quad (9.3)$$

предполагая, что линии решетки наклонены под углом  $\varphi$  к оси  $y$  (рис. 9.2). Формула (9.3) является основной для геометрической модели метода Ронки.



### 9.2.1. Картины Ронки для аберраций первого порядка

Ронкиграммы, полученные при наличии таких аберраций, изучались многими авторами [1, 2, 17, 90, 102, 103].

Волновой фронт системы, имеющей первичные аберрации, может быть записан (см. прил. 3) как

$$W = A(x^2 + y^2)^2 + By(x^2 + y^2) + C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2), \quad (9.4)$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $C$  — коэффициенты соответственно сферической аберрации, комы и астигматизма. Коэффициент  $D$  определяет дефокусировку, задаваемую расстоянием  $l'$  от решетки Ронки до параксиального фокуса

$$D = l'/(2r^2). \quad (9.5)$$

В выражение (9.4) не включены параметры наклона поворота, поскольку метод Ронки не чувствителен к нему.

Подставляя уравнение (9.4) в (9.3), получим

$$4A(x^2 + y^2)(x \cos \varphi - y \sin \varphi) + B[2xy \cos \varphi - (3y^2 + x^2) \sin \varphi] + \\ + 2C(x \cos \varphi - 3y \sin \varphi) + 2D(x \cos \varphi - y \sin \varphi) = -md/r. \quad (9.6)$$

При изучении аберраций часто бывает удобно ввести в выражение (9.6) поворот осей на угол  $\psi$  с помощью формул

$$x = \eta \cos \psi + \xi \sin \psi; \quad (9.7)$$

$$y = -\eta \sin \psi + \xi \cos \psi,$$

где  $\eta$  и  $\xi$  — новые координатные оси.

**Дефокусировка.** Применяя поворот  $\psi = \varphi$  к члену дефокусировки, получаем

$$2D\eta = -md/r. \quad (9.8)$$

При этом возникают прямые, равноудаленные полосы, параллельные друг другу и щелям решетки. Расстояние  $S$  между ними на исследуемом волновом фронте

$$S = d/(2Dr). \quad (9.9)$$

На рис. 9.3 изображены полосы для случая дефокусировки.

**Сферическая аберрация с дефокусировкой.** Ронкиграммы для случая сферической аберрации были впервые изучены Боккино [9] и Скандоне [89]. Применяя поворот  $\psi = \varphi$ , получаем для сферической аберрации и дефокусировки

$$4A(\eta^2 + \xi^2)\eta + 2D\eta = -md/r. \quad (9.10)$$

Из выражения следует, что ось симметрии картины параллельна щелям решетки (рис. 9.4). Линии описываются уравнением третьей степени относительно  $\eta$ . Эта картина Ронки без дефокусировки идентична интерферограмме Тваймана — Грина для комы. Внесе-

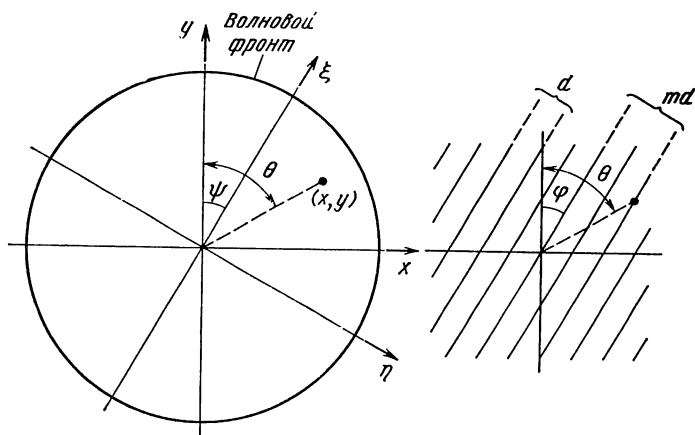


Рис. 9.2. Ориентация волнового фронта и решетки

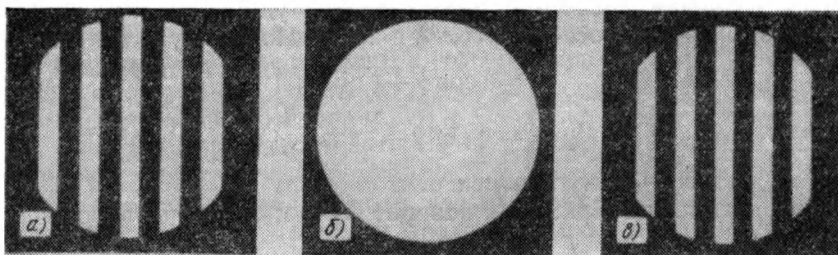


Рис. 9.3. Ронкиграммы дефокусировки:  
а — зафокальная; б — фокальная; в — предфокальная

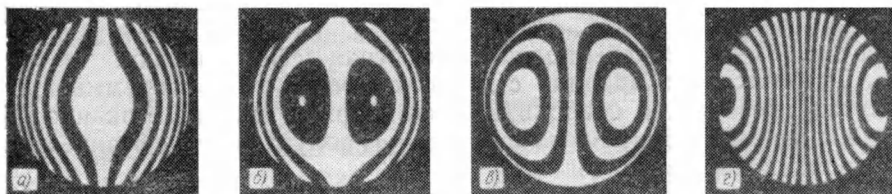


Рис. 9.4. Ронкиграммы сферической aberrации ( $A = -20$ ):  
а — в параксиальном фокусе; б — в среднем фокусе; в — в краевом фокусе; г — за фокусом

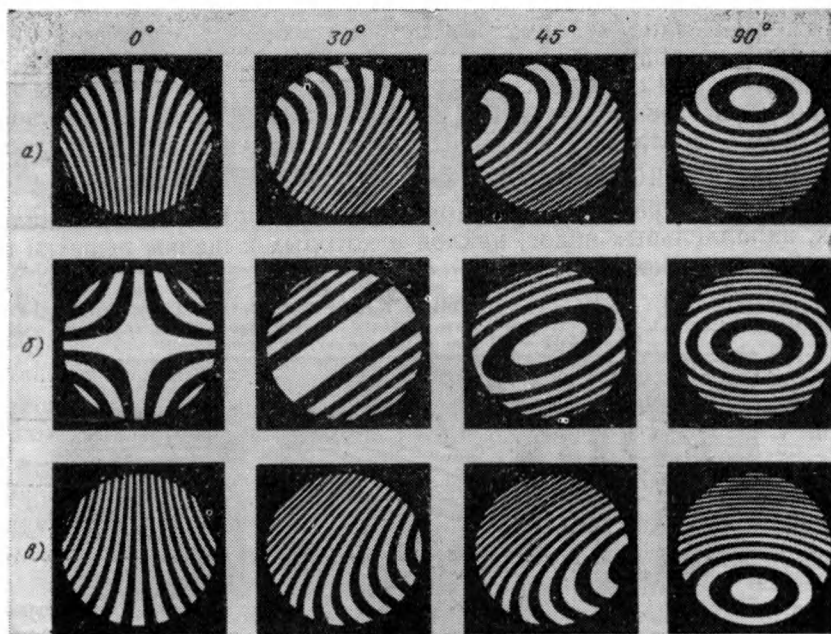


Рис. 9.5. Ронкиграммы комы ( $B = -30$ ):  
 а — зафокальные; б — в параксиальном фокусе; в — предфокальные

ние в нее дефокусировки равнозначно введению поворота в интерферограмму Тваймана — Грина.

При отсутствии дефокусировки центральная полоса картины очень широкая и поэтому параксиальный фокус называется «веретенообразным» или равномерным фокусом [18, 21, 65].

Ронкиграммы сферической аберрации пятого порядка были изучены Боккино [8], Эрдосом [27] и Скандоне [84].

**Кома.** Ронкиграммы в присутствии комы описаны в [12, 104, 105]. Применяя поворот  $\varphi = \varphi/2 + \pi/4$  к члену комы в уравнении (9.6), получаем выражение

$$B[-\eta^2(1 + 2 \sin \varphi) + \xi^2(1 - 2 \sin \varphi)] = -md/r. \quad (9.11)$$

В зависимости от величины  $\varphi$  наклона решетки по отношению к меридиональной плоскости из него могут быть получены различные фигуры (рис. 9.5):

- $\varphi = 0^\circ$  — гиперболы;
- $\varphi = 90^\circ$  — эллипсы с соотношением полуосей  $\sqrt{3}:1$ ;
- $0 < \varphi < 30^\circ$  — гиперболы, наклоненные на угол  $\varphi$ ;
- $\varphi = 30^\circ$  — прямые полосы;
- $30^\circ < \varphi < 90^\circ$  — эллипсы наклоненные на угол  $\varphi$ .

Переписав уравнение (9.11) в виде

$$B[-2(1 + \sin \varphi)(\eta^2 + \xi^2) + (\eta^2 + 3\xi^2)] = -md/r, \quad (9.12)$$

можно легко установить, что эта картина идентична интерферограмме Тваймана — Грина для астигматизма с дефокусировкой, значение которой определяется углом  $\varphi$ .

**Астигматизм с дефокусировкой.** Ронкиграммы астигматизма подробно рассмотрены в работах [12, 15, 85, 104, 105]. Применяя поворот  $\psi = \varphi$  к соответствующим членам в уравнении (9.6), получаем

$$2C [\eta(2 - \cos 2\varphi) - \xi \sin 2\varphi] + 2D\eta = -md/r. \quad (9.13)$$

Ронкиграмма (рис. 9.6) при этом состоит из прямых, равноудаленных, параллельных полос, наклон  $\alpha$  которых к щелям решетки выражается зависимостью

$$\operatorname{tg} \alpha = C \sin 2\varphi / [D + C(2 - \cos 2\varphi)]. \quad (9.14)$$

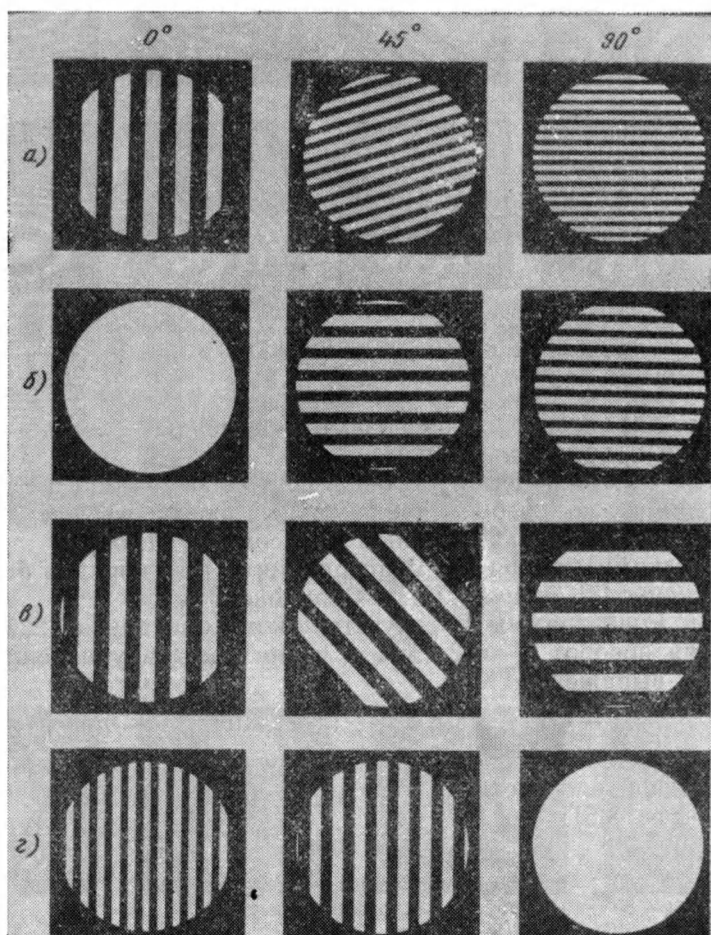


Рис. 9.6. Ронкиграммы астигматизма ( $C = -20$ ):

$a$  — в фокусе Пецваля;  $б$  — в сагиттальном фокусе;  $в$  — в среднем фокусе;  $г$  — в тангенциальном фокусе

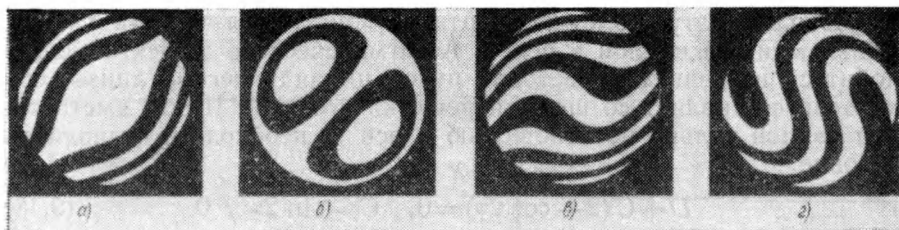


Рис. 9.7. Ронкиграммы сферической аберрации при  $A=-10$  (а, б) и сферической аберрации с астигматизмом при  $C=-10$  (в, г):

а — сферическая аберрация (параксиальный фокус); б — сферическая аберрация (краевой фокус); в — сферическая аберрация с астигматизмом при  $D=-2C$ ; г — сферическая аберрация с астигматизмом при  $D=-2(C+A)$

Пересечения полос с осью  $\xi$  фиксируются, независимо от члена  $D$ , в равноудаленных точках, расстояние между которыми

$$\Delta\xi = d/(2rC \sin 2\varphi). \quad (9.15)$$

Величина  $\alpha$  изменяется с изменением члена  $D$ , определяющего положение решетки на оптической оси, что заставляет полосы поворачиваться при любом смещении тест-объекта. Этот эффект был подробно изучен Браскальони [11] и Скандоне [86]. Полосы ронкиграммы становятся перпендикулярными к щелям решетки при

$$D + C(2 - \cos 2\varphi) = 0. \quad (9.16)$$

Это условие справедливо, если значение  $D/C$  находится в пределах от  $-1$  (в сагиттальном фокусе и при  $\varphi=0$ ) до  $-3$  (в тангенциальном фокусе и при  $\varphi=90^\circ$ ). Точные равенства  $D/C=-3$  и  $D/C=-1$  не рассматриваются, так как в этих точках  $\sin 2\varphi=0$ , а  $\Delta\xi \rightarrow \infty$  и метод становится нечувствительным к астигматизму. Максимальная чувствительность имеет место при минимально возможном (с учетом диаметра волнового фронта) значении  $\Delta\xi$ . Так, оптимальный угол  $\varphi$  для измерения астигматизма равен  $45^\circ$ . В этом случае при  $D/C=-2$  полосы ориентируются перпендикулярно к щелям решетки.

**Сферическая аберрация с астигматизмом и дефокусировкой.** Ронкиграммы, полученные при такой комбинации аберраций, были изучены Скандоне [85, 86]. Применяя поворот  $\psi = \varphi$  к соответствующим членам в уравнении (9.6), получаем

$$4A\eta(\eta^2 + \xi^2) + 2\eta[D + C(2 - \cos 2\varphi)] - 2C\xi \sin 2\varphi = -md/r. \quad (9.17)$$

Такое сочетание аберраций приводит к появлению змеевидных полос, описанных Скандоне и показанных на рис. 9.7. Первый член выражения соответствует сферической аберрации и идентичен составляющей, описывающей кому в интерферограмме Тваймана — Грина. Второй и третий члены вызваны соответственно наличием дефокусировки  $D$ , которое определяется положением решетки и астигматизма  $C$  и являются аналогами членов поворота вокруг осей  $\xi$  и  $\eta$  в интерферометре.

Используя эту аналогию, Мерти [54] предложил вводить в метод Ронки мнимый наклон к оси  $\eta$ . Астигматического эффекта можно добиться введением в световой пучок цилиндрической линзы, ось которой составляет со щелями решетки угол  $45^\circ$ . Чтобы иметь такой наклон только по отношению к оси  $\eta$ , необходимо выполнить условие

$$D + C(2 - \cos 2\varphi) = 0, \quad C = \sin 2\varphi \neq 0 \quad (9.18)$$

и для случая  $\varphi = 45^\circ$

$$D = -2C. \quad (9.19)$$

При этом подразумевается, что член дефокусировки имеет значение, достаточное для компенсации влияния астигматизма в создании нулевого наклона по отношению к оси  $\xi$ . Чтобы получить мнимый наклон к оси  $\eta$  ронкиграммы в краевом фокусе, мы должны ввести дополнительную дефокусировку, равную  $-2A$ , получая при этом

$$D = -2(C + A). \quad (9.20)$$

### 9.2.2. Ронкиграммы для асферических поверхностей

Метод Ронки очень удобен для контроля асферических поверхностей, включая большие астрономические зеркала [61]. Идеальную ронкиграмму для произвольной асферической поверхности (см. прил. 1) можно рассчитать, используя выражение (9.3) с  $\varphi = 0$  и приближенное равенство

$$z(x, y) - z_0(x, y) = 2W(x, y), \quad (9.21)$$

где  $z$  — соответствует асферической поверхности и  $z_0$  — сфере ближайшего радиуса. К сожалению, метод является лишь приближенным. Альтернативный и более точный способ заключается в определении хода лучей с помощью закона отражения. Первые попытки использовать метод Ронки для контроля асферики были предприняты Вейландом [107] и Шульцем [91].

Шервуд [92] и Малакара [39, 40] независимо друг от друга двумя различными способами показали, что для случая, изображенного на рис. 9.1, справедливо следующее выражение для поперечной абберации  $TA$  в плоскости решетки Ронки:

$$TA(S) = \frac{(l + L - 2z) \left[ 1 - \left( \frac{dz}{dS} \right)^2 \right] + 2 \frac{dz}{dS} \left[ S - \frac{(l - z)(L - z)}{S} \right]}{\frac{(l - z)}{S} \left[ 1 - \left( \frac{dz}{dS} \right)^2 \right] + 2 \frac{dz}{dS}}, \quad (9.22)$$

где  $S$  — расстояние от оптической оси до точки на зеркале. Из того же рисунка следует, что

$$TA = md / \sin \theta. \quad (9.23)$$

Рис. 9.8. Проекция полос на плоскости:  
1 — зеркало; 2 — решетка

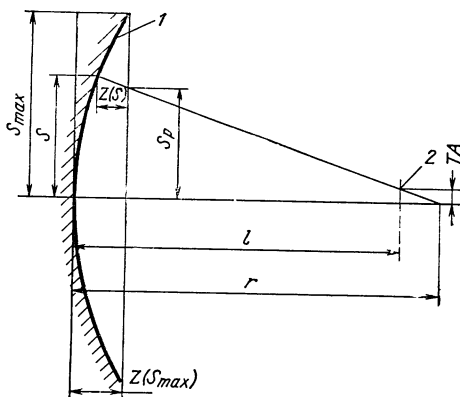
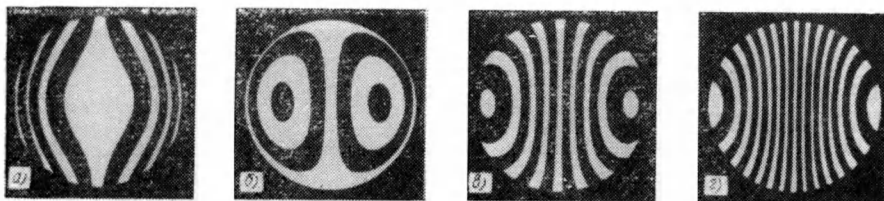


Рис. 9.9. Ронкиграммы асферической поверхности при различных положениях решетки на каустике:

$a$  — параксиальный фокус;  $b$  — краевой фокус;  $в$  — посредине между краевым фокусом и краем каустики;  $г$  — край каустики



Задавая значение  $S$  и подсчитывая  $\theta$  для различных значений  $m$ , можно получить нужную ронкиграмму. Обычно ее желательно создавать на плоскости, параллельной зеркалу и расположенной вблизи него, так как это больше всего соответствует условиям фотографирования. Чаще всего ошибки, вызванные наблюдением полос на поверхности зеркала, очень малы; они становятся значительными лишь при контроле зеркал с малым радиусом кривизны.

Их можно скомпенсировать, если при построении ронкиграммы вместо подсчитанной Малакарой [40] величины  $S$  использовать параметр  $S_p$  (рис. 9.8), задаваемый выражением

$$S_p = S \left\{ 1 - \left[ \frac{z(S_{\max}) - z(S)}{l - z(S)} \right] \left( 1 - \frac{TA}{S} \right) \right\}. \quad (9.24)$$

Идеальные картины Ронки для параболоидов, применяемых в любительской астрономии, были синтезированы Шервудом [93] и Ламли [37, 38].

Для удобства их интерпретации всегда бывает желательно избавиться от всех замкнутых петлеобразных полос. Это возможно лишь вне пределов каустики (см. прил. 1) и со всей очевидностью вытекает из рис. 9.9.

Следует отметить также, что при наличии искривленных полос в параксиальном фокусе (рис. 9.9,  $a$ ) значительная часть информации о центральной части контролируемого зеркала теряется и поэтому ронкиграмму следует получать в параксиальном фокусе, если  $K > 0$ , или на краю каустики, если  $K < 0$ .

### 9.2.3. Нулевые решетки Ронки

Выше было доказано, что при контроле асферической поверхности полосы Ронки получаются искривленными, и погрешность поверхности определяется по их отклонению от идеальной формы. Наиболее удобно обрабатывать получаемые данные на ЭВМ (см. п. 9.3); если компьютер отсутствует, то контролеру легче определить отклонение от прямолинейных полос, чем от искривленных. Кроме того, явления дифракции размывают кривые полосы, усложняя процесс измерений.

Эти недостатки можно преодолеть, используя специальные виды решеток Ронки с искривленными полосами, кривизна которых скомпенсирована для данной асферичности поверхности с тем, чтобы получить на ронкиграмме прямые полосы постоянной ширины. Идея была впервые умозрительно выдвинута Пастором [59] и позднее развита для количественного контроля Поповым [61], а также независимо от него Малакарой и Корнеджо [45], которые использовали программу расчета лучей и решали систему из пяти линейных уравнений. Приближенная методика для изготовления таких решеток была разработана Мобсби [50, 51].

В более точной методике использовано выражение (9.22) для расчета величин  $TA(S)$  при различных расстояниях  $S$  от центра до края зеркала. Требуемую прямую полосу на асферическом зеркале рассекают окружностями, для которых заранее рассчитывают значения  $TA(S)$ . Для каждого из таких сечений имеется угол  $\theta$ , равный соответствующему углу рассчитываемой решетки. Радиальной координатой решетки служит рассчитанная величина  $TA(S)$  для окружности на зеркале с радиусом  $S$ .

Существует еще одна приближенная методика, основанная на вычислении поперечной сферической аберрации третьего порядка [48]. Если  $\bar{x}$  и  $\bar{\rho}$  — соответственно координата  $x$  и радиальная координата точки на полосе нулевой решетки Ронки, решетка может быть рассчитана по формуле

$$\bar{\rho}^2 = -r^2 \bar{x}^3 / [K m^3 (\Delta x)^3] - r \Delta r \bar{x}^2 / [K m^2 (\Delta x)^2], \quad (9.25)$$

где  $r$  — радиус кривизны зеркала;  $K$  — коническая константа;  $m$  — порядковый номер полосы;  $\Delta x$  — расстояние между полосами;  $\Delta r$  — смещение решетки от параксиального фокуса ( $\Delta r > 0$ , если решетка смещена за фокус).

Решетку получают, задавая значения  $\bar{x}$  и рассчитывая соответствующие  $\bar{\rho}$ , причем, начальное минимальное значение  $\bar{x}_{\min}$  определяют по формуле

$$\bar{x}_{\min} = -K m^3 (\Delta x)^3 / r^2 - m (\Delta x) (\Delta r) / r. \quad (9.26)$$

Все расчеты основываются на предположении, что источник света помещен в центр кривизны зеркала. Точность метода оказывается вполне достаточной для большинства практически интересных случаев.



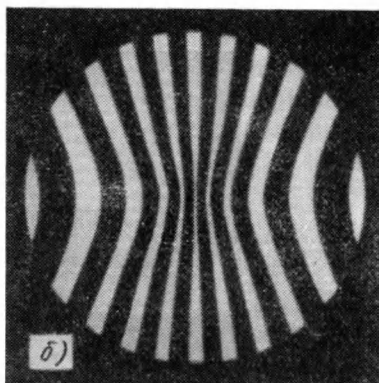
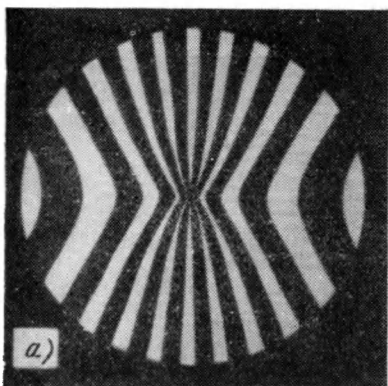


Рис. 9.10. Две нулевые решетки Ронки:  
 $a$  — в параксиальном фокусе;  $b$  — перед параксиальным фокусом

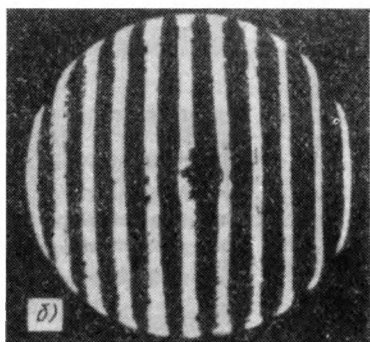
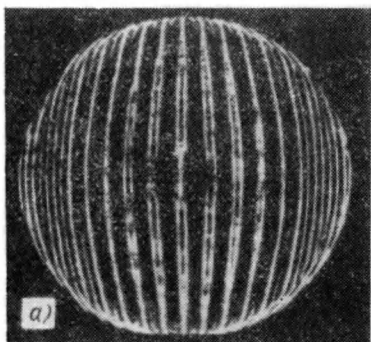


Рис. 9.11. Нормальная ( $a$ ) и нулевая ( $b$ ) ронкиграммы асферической поверхности [45]

На рис. 9.10 представлены примеры рассчитанных нулевых решеток Ронки, а на рис. 9.11 — нормальной (классической) и нулевой ронкиграмм. На рисунке видно, что во втором случае полосы становятся прямыми и значительно более рельефными (рис. 9.11,  $b$ ).

Недостаток такого контроля заключается в необходимости значительно более точной установки решетки в расчетное место на оси при проведении измерений вследствие того, что компенсация асферичности во многом определяется этой позицией. Задачу можно облегчить, нарисовав на решетке окружность и добиваясь совпадения проекции на зеркало с внешними краями поверхности. Другим важным ограничением метода является невозможность использования протяженного источника света.

### 9.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОРМЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Наблюдая ронкиграмму, легко получить качественное представление о деформации волнового фронта и соответственно о погрешностях контролируемой поверхности [19, 20, 57]. На рис. 9.12 пока-

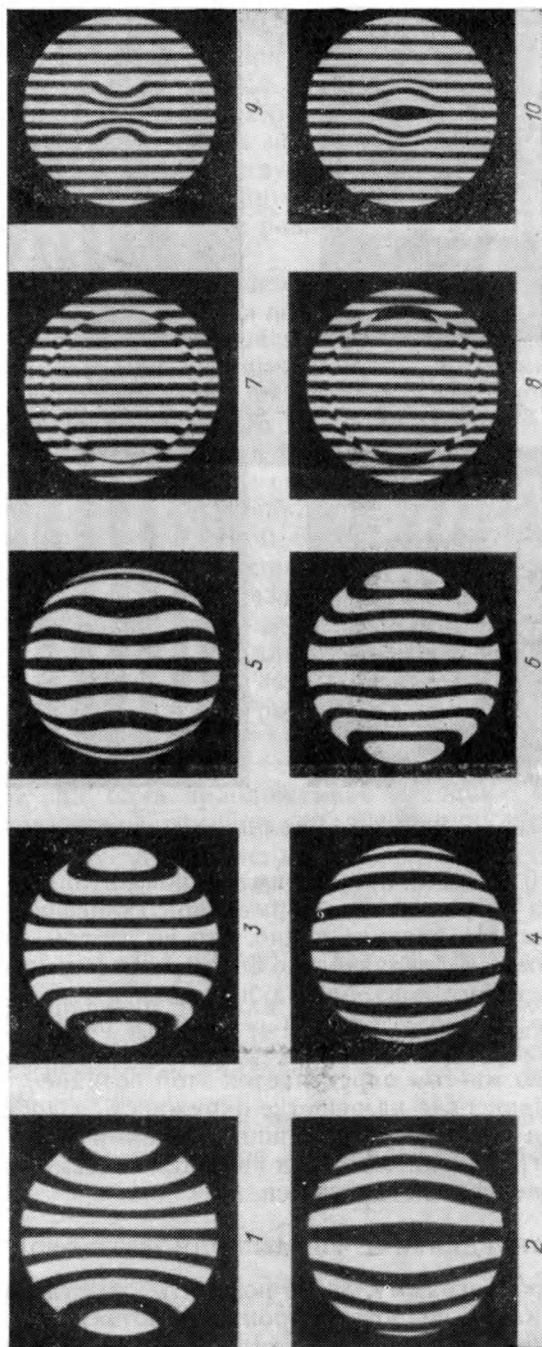
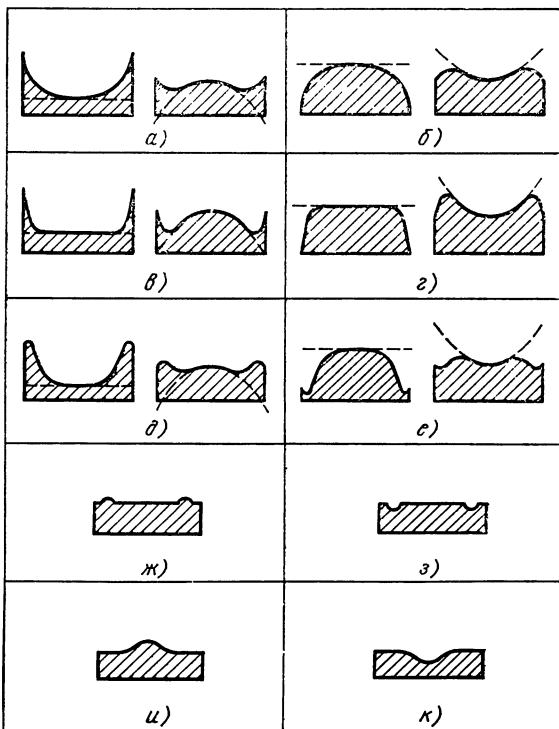


Рис. 9.12. Ронкиграммы типичных погрешностей поверхности [43]

заны примеры ронкиграмм, а на рис. 9.13— соответствующие им погрешности поверхностей. Взаимосвязи между ними представлены в табл. 9.1. Идентификация и измерения для случая aberrаций первого порядка подробно рассмотрены Адачи [1, 2] и изложены ниже.

**Рис. 9.13.** Погрешности поверхности, соответствующие ронкиграммам (см. рис. 9.12):

*a* — недостаточная коррекция третьего порядка; *б* — избыточная коррекция третьего порядка; *в* — недостаточная коррекция девятого порядка; *г* — избыточная коррекция девятого порядка; *д* — недостаточная коррекция третьего порядка, избыточная коррекция девятого порядка; *е* — избыточная коррекция третьего порядка, недостаточная коррекция девятого порядка; *ж* — промежуточная опущенная зона; *з* — промежуточная опущенная зона; *и* — центральный бугор; *к* — центральная яма



**9.1. Взаимосвязь между ронкиграммами (рис. 9.12) и погрешностями профиля поверхностей (рис. 9.13)**

Ронкиграммы	Поверхность			
	отражающая		преломляющая	
	Решетка за фокусом	Решетка перед фокусом	Решетка за фокусом	Решетка перед фокусом
1	<i>б</i>	<i>а</i>	<i>а</i>	<i>б</i>
2	<i>а</i>	<i>б</i>	<i>б</i>	<i>а</i>
3	<i>г</i>	<i>в</i>	<i>в</i>	<i>г</i>
4	<i>в</i>	<i>г</i>	<i>г</i>	<i>в</i>
5	<i>е</i>	<i>д</i>	<i>д</i>	<i>е</i>
6	<i>д</i>	<i>е</i>	<i>е</i>	<i>д</i>
7	<i>з</i>	<i>ж</i>	<i>ж</i>	<i>з</i>
8	<i>ж</i>	<i>з</i>	<i>з</i>	<i>ж</i>
9	<i>к</i>	<i>и</i>	<i>и</i>	<i>к</i>
10	<i>и</i>	<i>к</i>	<i>к</i>	<i>и</i>

### 9.3.1. Общий случай

Рассмотрим случай полностью несимметричной поверхности, предполагая лишь, что она может быть описана двумерным полиномом степени  $k$  следующего вида:

$$W(x, y) = \sum_{i=0}^k \sum_{j=0}^i B_{ij} x^j y^{i-j}. \quad (9.27)$$

Можно показать, что частные производные  $W(x, y)$  по  $x$  и  $y$  имеют вид

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \sum_{i=0}^{k-1} \sum_{j=0}^i (j+1) B_{i+1, j+1} x^j y^{i-j}; \quad (9.28)$$

$$\frac{\partial W}{\partial y} = \sum_{i=0}^{k-1} \sum_{j=0}^i (i-j+1) B_{i+1, j} x^j y^{i-j}. \quad (9.29)$$

Из основного соотношения метода Ронки [см. формулу (9.3)] можно записать

$$\frac{\partial W}{\partial x} \cos \varphi - \frac{\partial W}{\partial y} \sin \varphi = - \frac{[m(x, y) - m_0(x, y)] d}{r}, \quad (9.30)$$

где  $m(x, y)$  — измеренное значение  $m$  в точке  $(x, y)$  на реальной ронкиграмме  $m_0(x, y)$  — вычисленное из выражений (9.22) и (9.23) значение  $m$  в той же точке на идеальной ронкиграмме.

Назовем  $m_x(x, y)$  и  $m_y(x, y)$  значениями при ориентации решетки с  $\varphi=0$  и  $\varphi=90^\circ$  соответственно. Они получаются из двух ронкиграмм со взаимно перпендикулярными полосами, для которых справедливы соотношения

$$\frac{\partial W}{\partial x} = - \frac{[m_x(x, y) - m_0(x, y)]}{r} d, \quad (\varphi=0); \quad (9.31)$$

$$\frac{\partial W}{\partial y} = \frac{[m_y(x, y) - m_0(x, y)]}{r} d, \quad (\varphi=90^\circ). \quad (9.32)$$

Функцию разности  $(m_y - m_0)$  можно привести в соответствие с двумерным полиномом степени  $(k-1)$ , определяя методом наименьших квадратов выражения

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \sum_{i=0}^{k-1} \sum_{j=0}^i C_{ij} x^j y^{i-j}; \quad (9.33)$$

$$\frac{\partial W}{\partial y} = \sum_{i=0}^{k-1} \sum_{j=0}^i D_{ij} x^j y^{i-j}. \quad (9.34)$$

Сравнивая их с уравнениями (9.28) и (9.29), легко заметить, что

$$B_{ij} = \frac{C_{i-1, j-1}}{j} \quad \text{для} \quad \begin{cases} i=1, 2, 3, \dots, k; \\ j=1, 2, 3, \dots, i \end{cases} \quad (9.35)$$

и

$$B_{ij} = \frac{D_{i-1, j}}{i-j} \quad \text{для} \quad \begin{cases} i=1, 2, 3, \dots, k; \\ j=0, 1, 2, \dots, (i-1). \end{cases} \quad (9.36)$$

При  $m=0$  используют только выражение (9.36), тогда

$$B_{i0} = D_{i-1, 0}/i \quad \text{при} \quad i=1, 2, 3, \dots, k. \quad (9.37)$$

Для  $m=n$  применяют выражение (9.35)

$$B_{ii} = C_{i-1, i-1}/i \quad \text{при} \quad i=1, 2, 3, \dots, k. \quad (9.38)$$

Для всех остальных комбинаций  $n$  и  $m$  используют либо то, либо другое выражение; для повышения точности правильнее брать среднее значение обеих величин

$$B_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{C_{i-1, j-1}}{j} + \frac{D_{i-1, j-1}}{i-j} \right) \\ \text{при} \quad \begin{cases} i=1, 2, 3, \dots, k; \\ j=1, 2, 3, \dots, (i-1). \end{cases} \quad (9.39)$$

После того как коэффициент  $B_{ij}$  определен, отклонения  $W(x, y)$  волнового фронта и погрешности формы поверхности соответственно могут быть подсчитаны из выражений (9.27) и (9.21).

### 9.3.2. Поверхности вращения

Для полного описания формы поверхности вращения достаточно иметь одну ронкиграмму при  $\varphi=0$ . Если определить пересечения полос с осью  $x$ , то станет возможным вычислить поперечную аберрацию  $TA(S)$  в этих точках [39, 40]. Величина  $S$  — расстояние от центра картины до пересечения полосы с осью  $x$ , а  $TA=md$ . Сводя результаты измерений методом наименьших квадратов в полином с нечетными степенями  $S$ , можно простым интегрированием  $TA(S)$  определить форму волнового фронта.

Этим методом, однако, нельзя получить данные об участках поверхности между точками пересечения полос, и поэтому приходится прибегать к интерполяции полинома. В результате, к сожалению, волновой фронт становится иногда необоснованно сглаженным.

Используя методику Малакары и Корнеджо [46], можно допустить, чтобы идеальные полосы на зеркале были не прямыми, а искривленными (рис. 9.14). Сплошными линиями на рисунке обозначена их действительная форма для реального зеркала, а штриховыми идеальная форма для эталонной поверхности. Остаточная попе-

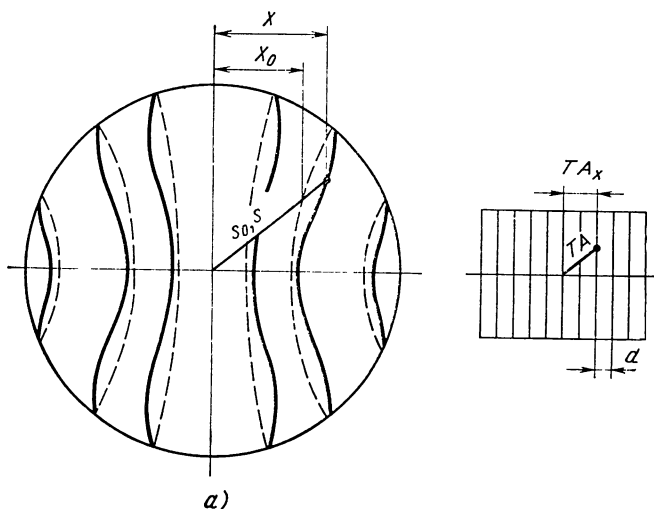


Рис. 9.14. Образование ронкиграмм на поверхности с осевой симметрией:  
а — зеркало; б — решетка

речная aberrация  $TA(S)$  может быть определена из выражения

$$TA(S) = TA_A(S) - TA_0(S), \quad (9.40)$$

где  $TA(S)$  — действительная полная поперечная aberrация реальной поверхности, а  $TA(S)$  — подсчитанная идеальная величина. Из рис. 9.14 следует, что

$$S_0/x_0 = S/x = TA_A(S)/(TA_x). \quad (9.41)$$

Поскольку предполагается, что точки на реальных и идеальных полосах лежат на одной линии с центром поверхности, они должны соответствовать одному и тому же положению на решетке, поэтому

$$TA_0(S_0) = TA(S). \quad (9.42)$$

Условие прямолинейности линий решетки дает  $TA_x = md$ ; тогда из (9.41) получаем

$$TA_A(S) = (md/x) S \quad (9.43)$$

и, подставляя (9.43) в (9.40), окончательно имеем

$$TA(S) = (md/x) S - TA_0(S). \quad (9.44)$$

Для определения  $TA(S)$  необходимо измерить величину  $x$  для каждого  $S$ . На практике, однако, имеется несколько значений  $x$  (по одному на каждую полосу) для заданной величины  $S$  и поэтому должно быть подсчитано среднее значение  $x/m$  по формуле

$$\left(\frac{x}{m}\right)_{\text{cp}} = \sum_{i=1}^N x_i m_i / \sum_{i=1}^N m_i^2, \quad (9.45)$$

где  $N$  — порядковый номер точек на окружности с радиусом  $S$ . Реальную форму зеркала в этом случае можно получить численным интегрированием без полиноминой подгонки данных.

#### 9.4. ФИЗИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

Уже в первой работе [67] Ронки указывал, что его метод может быть описан с физической точки зрения как аналог интерферометра. Им же [70, 71, 73—75] была создана физическая теоретическая мо-

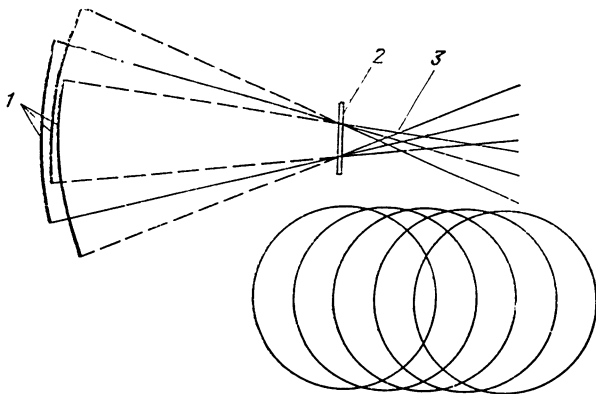


Рис. 9.15. Физическая модель метода Ронки:

1 — дифрагированные волновые фронты; 2 — решетка Ронки; 3 — дифрагированные фокусы

дель, достаточно хорошо объясняющая тот факт, что решетка Ронки как дифракционная система создает много дифракционных порядков, каждый из которых образует с поперечным смещением изображение зрачка (рис. 9.15). Впоследствии теория была усовершенствована М. ди Джорио [21—26], Паллотино [58] и Т. ди Франсиа [96—98, 100, 101], получившими точную форму полос и показавшими их полную аналогичность теневым полосам. Хорошее описание этих исследований представлено Ронки [80, 81].

##### 9.4.1. Математическое описание

Математическое описание метода с использованием теории Фурье впервые было разработано Адачи [5] и затем уточнено Бараккой [7]. Предположим, что волновой фронт во входном зрачке в плоскости  $x_0-y_0$  описывается комплексной функцией  $F_0(x_0, y_0)$ , обращаемой в ноль за пределами апертуры. Если система равномерно освещена, функция внутри свободной поверхности входного зрачка определяется экспонентой  $\exp[i2\pi W(x_0, y_0)]$ , где  $W(x_0, y_0)$  — функция деформации волнового фронта. Фазовые отклонения (деформации волнового фронта), заданные с помощью  $F_0(x_0, y_0)$ , измеряют по отношению к сферической поверхности с центром на решетке Ронки, в плоскости  $x_r-y_r$ . Если  $r$  — радиус кривизны эта-

лонного волнового фронта, поле множества  $U(x_r, y_r)$  в плоскости решетки можно записать как

$$U(x_r, y_r) = \iint_{-\infty}^{\infty} F_0(x_0, y_0) \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda r} (x_r x_0 + y_r y_0) \right] dx_0 dy_0. \quad (9.46)$$

Барака [7] предложил использовать концепцию пространственного фильтрования, чтобы рассматривать действие решетки Ронки как фильтрующей маски в Фурье-преобразовании плоскости  $x_r - y_r$ . Тогда, если плоскость наблюдения  $x_1 - y_1$  является изображением плоскости зрачка  $x_0 - y_0$ , амплитуда в ней будет определяться как

$$G(x_1, y_1) = \iint_{-\infty}^{\infty} U(x_r, y_r) M(x_r, y_r) \left\{ \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda r} (x_r x_1 + y_r y_1) \right] \right\} dx_r dy_r, \quad (9.47)$$

где  $M(x_r, y_r)$  — функция решетки, действующей как фильтрующее или модулирующее устройство. Подставляя  $U(x_r, y_r)$  из (9.46) в (9.47), получаем

$$G(x_1, y_1) = \iint_{-\infty}^{\infty} F_0(x_0, y_0) dx_0 dy_0 \iint_{-\infty}^{\infty} M(x_r, y_r) \times \\ \times \left( \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda r} [(x_1 - x_0) x_r + (y_1 - y_0) y_r] \right\} \right) dx_r dy_r. \quad (9.48)$$

Это выражение справедливо для любого типа модулирующей функции. Предположим, теперь, что решетка образована прямыми, параллельными, эквидистантными полосами и запишем

$$M(x_r) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \exp \left( i \frac{2\pi n}{d} x_r \right), \quad (9.49)$$

где  $d$ , как и обычно, период решетки. Подставляя  $M(x_r)$  в (9.48), получим выражение

$$G(x_1, y_1) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \iint_{-\infty}^{\infty} F_0(x_0, y_0) dx_0 dy_0 \times \\ \times \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda r} \left( x_1 - x_0 + \frac{\lambda r n}{d} \right) x_r \right] dx_r \right\} \times \\ \times \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda r} (y_1 - y_0) y_r \right] dy_r \right\}, \quad (9.50)$$



которое с учетом использования  $\delta$ -функции Дирака

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp [i(k - k_0) x] dx = \delta(k - k_0) \quad (9.51)$$

преобразуется в

$$G(x_1, y_1) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \int_{-\infty}^{\infty} F_0(x_0, y_0) \delta\left(x_1 - x_0 + \frac{\lambda r n}{d}\right) \delta(y_1 - y_0) dx_0 dy_0. \quad (9.52)$$

Можно показать, что это выражение равно

$$G(x_1, y_1) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n F_0\left(x_1 + \frac{\lambda r n}{d}, y_1\right). \quad (9.53)$$

Если решетка имеет форму, описываемую как

$$M(x_r) = 1 + \cos(2\pi n x_r/d), \quad (9.54)$$

получаем  $B_0 = B_1 = B_{-1} = 1$  и, таким образом, имеем три изображения зрачка с боковым смещением. В общем случае, однако, имеется множество таких изображений с боковым смещением друг от друга на величину  $\lambda r n/d$ , как это показано на рис. 9.15 и 9.16. Если решетка имеет профиль в виде периодической прямоугольной волны (рис. 9.17), с помощью теории Фурье можно показать, что

$$B_n = \frac{\sin n \pi k_0}{n \pi}, \quad (9.55)$$

где смысл  $k_0$  понятен из рис. 9.17. Если ширина темных и светлых полос одинакова (при  $k_0 = 1/2$ ), все четные порядки в выражении (9.55) исчезают. Подставляя (9.55) в (9.53), получаем

$$G(x_1, y_1) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin n \pi k_0}{n \pi} F_0\left(x_1 + \frac{\lambda r n}{d}, y_1\right). \quad (9.56)$$

Рассмотрим теперь идеальный волновой фронт с небольшой расфокусировкой  $\Delta r$ ; в этом случае  $F_0(x_1, y_1)$  можно записать как

$$F_0(x_1, y_1) = \begin{cases} \exp \left[ i \frac{\pi}{\lambda r^2} (x_1^2 + y_1^2) \Delta r \right] & \text{при } x_1^2 + y_1^2 \leq S_{\max}^2; \\ 0 & \text{при } x_1^2 + y_1^2 > S_{\max}^2, \end{cases} \quad (9.57)$$

где  $S_{\max}$  — полудиаметр апертуры. Допустим, что боковой сдвиг  $\lambda r n/d$  мал по сравнению с  $S_{\max}$  и поэтому суммирование можно вести вплоть до больших значений  $n$ . Для определения амплитуд-

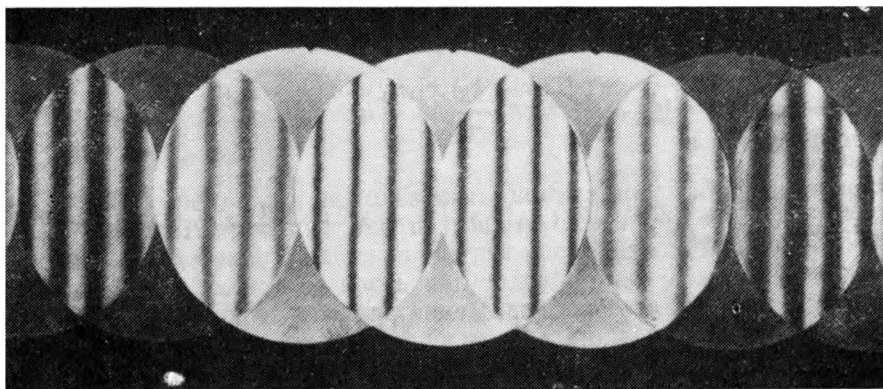


Рис. 9.16. Интерференционные полосы между различными дифракционными порядками решетки Ронки

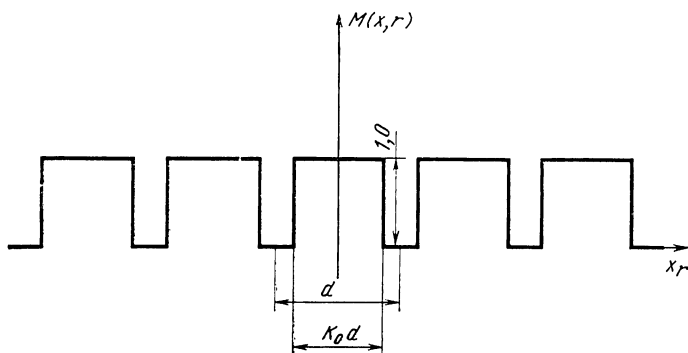


Рис. 9.17. Профиль решетки Ронки

ного профиля полос примем  $y_1=0$ , тогда можно показать, что

$$G(x_1) = \left[ k_0 + 2 \sum_{n=1}^N \frac{\sin n \pi k_0}{n \pi} \cos \left( \frac{2\pi n \Delta r}{rd} x_1 \right) \times \right. \\ \left. \times \exp \left( i \frac{\pi n^2 \lambda \Delta r}{d^2} \right) \right] \left[ \exp \left( i \frac{\pi \Delta r}{\lambda r^2} x_1^2 \right) \right], \quad (9.58)$$

где  $N$  — количество волновых фронтов, перекрывающих друг друга в пределах рассматриваемого участка.

Последнее выражение позволяет количественно объяснить факт снижения резкости полос по обе стороны от фокуса. Незначительное различие между обеими картинками следует отнести за счет влияния вторых порядков; это различие исчезает, как только  $r$  становится много большим  $\Delta r$  (Маллик, частное сообщение).

Полосы становятся особенно резкими, когда сдвиг фаз между первым и нулевым порядками в выражении (9.58) кратен  $2\pi$ :

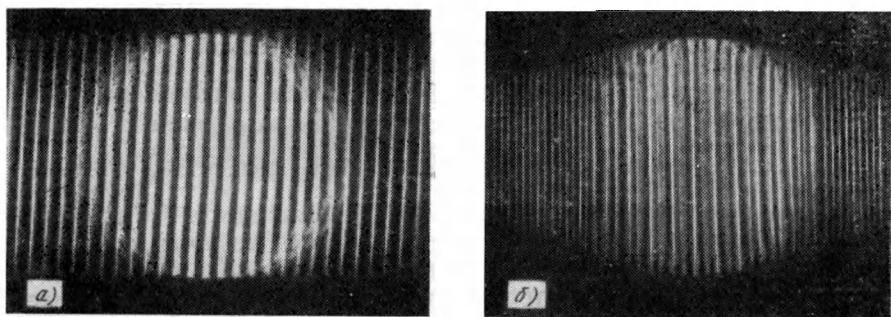
$$M 2d^2/(\lambda \Delta r) = 1. \quad (9.59)$$

Этот эффект, условно называемый эффектом Талбота в методе Ронки, был изучен Малакарой и Корнехо [44]. Они показали, что полосы Талбота появляются при условии

$$\alpha = \theta_s/(2M), \quad (9.60)$$

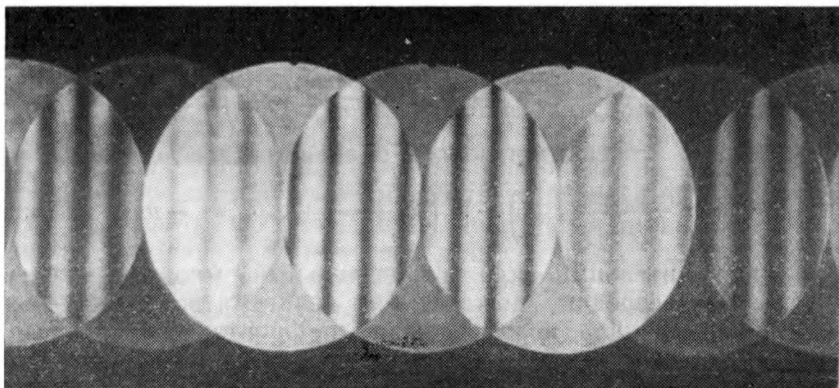
где  $\theta_s$  — угловой боковой сдвиг между двумя произвольными последовательными порядками;  $\alpha$  — угловое расстояние между полосами (рис. 9.18).

Предпринимались экспериментальные попытки увеличить резкость полос путем изменения относительной ширины щелей  $k_0$  (см. рис. 9.17). Положительные результаты были получены Мерти и Корнехо [55].



**Рис. 9.18. Эффект Талбота в методе Ронки:**

*a* — решетка находится в положении, соответствующем эффекту Талбота; *b* — решетка находится вне такого положения [44]



**Рис. 9.19. Ронкиграммы, полученные с фазовой решеткой**

Фазовая решетка вместо темных и светлых полос имеет периодическое изменение оптической толщины. Такие решетки можно получать различными способами, описанными Воглем [106] и Ронки [82], в том числе и используемыми для изготовления фазовых пластин. Этот тип решеток особенно полезен, когда их период высок настолько, чтобы перекрывались не более двух волновых фронтов (см. рис. 9.15).

Паллотино [58] показал экспериментально, что при использовании фазовых решеток картины, расположенные симметрично относительно нулевого порядка, являются взаимно дополняющими, т. е. темная полоса одной из них соответствует светлой полосе другой (рис. 9.19). Позже Т. ди Франсия [96, 97] теоретически объяснил этот эффект, опираясь на факт, что все дифрагированные порядки в фазовой решетке имеют сдвиг фаз на  $m\lambda/4$  по отношению к пучку нулевого порядка.

Чувствительность метода была предметом исследований практически с момента его разработки [76, 77, 13, 14]. Одними из последних этим вопросом занимались Корнехо и Малакара [16].

#### 9.4.2. Сравнение физической и геометрической теорий

При условии равномерного распределения светового потока в зрачке можем записать функцию зрачка  $F_0(x_0, y_0)$  как

$$F_0(x_0, y_0) = \exp[i(2\pi/\lambda)W(x_0, y_0)], \quad (9.61)$$

где  $W(x_0, y_0)$  для первичных аберраций задается выражением (9.4).

Представим теперь, что решетка имеет период  $d$  достаточно малый, чтобы получить интерференционные картины от не более чем двух перекрывающихся пучков (см. рис. 9.19). Тогда из выражения (9.48) следует, что интерференционная картина между двумя последовательными порядками  $n_1$  и  $n_2$  может быть представлена в виде

$$|G(x_1, y_1)|^2 = B_{n_1}^2 + B_{n_2}^2 + 2B_{n_1}B_{n_2} \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \left[ W(x_1 + \frac{\lambda r n_1}{d}, y_1) - W(x_1 + \frac{\lambda r n_2}{d}, y_1) \right] \right\}. \quad (9.62)$$

Отсюда видно, что светлая полоса появляется всегда, когда

$$W(x_1 + \frac{\lambda r n_2}{d}, y_1) - W(x_1 + \frac{\lambda r n_1}{d}, y_1) = -m\lambda, \quad (9.63)$$

где  $m$  — положительный или отрицательный множитель, включая ноль. Взяв середину между двумя сдвигами волнового фронта в качестве начала нового волнового фронта, получим выражение:

$$W\left[x_1 + \frac{\lambda r (n_2 - n_1)}{2d}, y_1\right] - W\left[x_1 - \frac{\lambda r (n_2 - n_1)}{2d}, y_1\right] = -m\lambda. \quad (9.64)$$

Раскладывая его в ряд Тейлора относительно исходной точки и принимая  $n_2 - n_1 = 1$ , имеем

$$\frac{\partial W(x_1, y_1)}{\partial x_1} + \frac{1}{6} \left( \frac{\lambda r}{2d} \right)^2 \frac{\partial^3 W(x_1, y_1)}{\partial x_1^3} = - \frac{md}{r}. \quad (9.65)$$

Отбрасывая третьи производные, приведем его к виду, идентичному выражению (9.3) (при  $\varphi=0$ ), являющемуся основой геометрической теории метода Ронки. Таким образом, для указанных случаев физическое и геометрическое описание метода совпадают. Этот результат получен Т. ди Франсиа [102, 103], показавшим, что третья производная исчезает при смещениях фокуса, а появляются астигматизм и кома третьего порядка при условии, что отсутствуют все степени при  $x$  выше второй. Что касается сферической аберрации, то, подставляя выражение для нее и дефокусировки из формулы (9.4) в (9.65), получаем уравнение

$$4A(x_1^2 + y_1^2)x_1 + 2\left(A \frac{\lambda^2 r^2}{2d^2} + D\right)x_1 = - \frac{md}{r}, \quad (9.66)$$

идентичное формуле (9.10) геометрической картины за исключением различий в коэффициенте смещения фокуса. Веретенообразный или равномерный фокус можно получить при нулевом смещении мнимого фокуса, когда справедливо

$$D = -A[\lambda^2 r^2 / (2d^2)]. \quad (9.67)$$

Но  $\lambda r / (2d)$  — это расстояние  $q_c$  от центра одного из волновых фронтов до центра картины; отсюда  $D = -2Aq_c^2$  представляет условие необходимости помещать фокус зоны с радиусом  $q_c$  на решетку. Этот эффект был изучен М. ди Джорио [24].

## 9.5. ПРАКТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МЕТОДА РОНКИ

Экспериментальная аппаратура, используемая для реализации метода Ронки, весьма разнообразна (см., например, [31]). Принципиальная схема устройства изображена на рис. 9.20, а. Источник белого света — вольфрамовая лампа — освещает точечную диафрагму или щель, параллельную линиям решетки. Использовать щель выгоднее, так как через нее проходит больше света и картина получается ярче. Правомочность использования щели обусловлена тем, что любой точечный источник на щели образует одну и ту же картину, поэтому соответствующие изображения падают на решетку со смещением лишь вдоль линий, без бокового сдвига. Поначалу для контроля применяли светящуюся щель, но позднее Андерсон и Портер [6] предложили использовать решетку, вытянутую вдоль лампы, как показано на рис. 9.20, б. Важным достоинством такого решения кроме еще большей яркости картины является то, что в этом случае отпадает необходимость в строгой параллельности между линиями решетки и щелью. Источник света представляет собой систему щелей, изображения которых

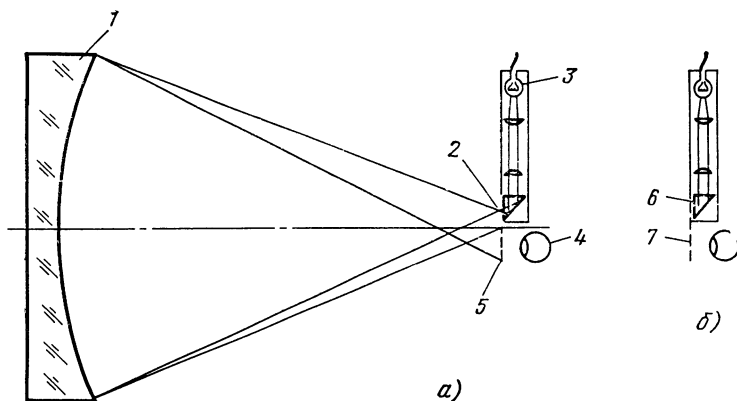


Рис. 9.20. Устройство для наблюдения ронкиграммы:

1 — зеркало; 2 — источник света; 3 — вольфрамовая лампа; 4 — глаз наблюдателя или фотокамера; 5, 7 — решетки; 6 — шлифованная матовая поверхность

разнесены на расстояние, равное периоду решетки. Это свойство подтверждает правомерность использования такого способа освещения; она может быть доказана и по-другому. Из известной теоремы Ван-Киттера — Цернике следует, что функция когерентности источника может быть получена путем Фурье-преобразования распределения интенсивности в источнике света. Поскольку в нашем случае им служит решетка, Фурье-преобразование имеет вид, изображенный на рис. 9.21. Тогда, если две точки волнового фронта отделены расстоянием  $\Delta x$  от двух любых пиков волнового фронта, они способны создавать интерференционную картину хорошего контраста. Если решетка на источнике света и контролирующая решетка Ронки расположены в одной плоскости, расстояние между пиками на функции когерентности точно соответствует величине поперечного сдвига между дифрагированными волновыми фронтами. Сказанное окончательно подтверждает правомочность использования решетки Ронки, перекрывающей протяженный источник света.

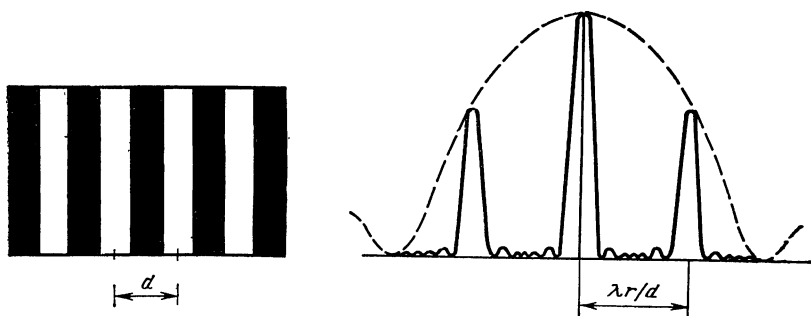


Рис. 9.21. Решетка Ронки и исследование распределения ее функции когерентности по зеркала

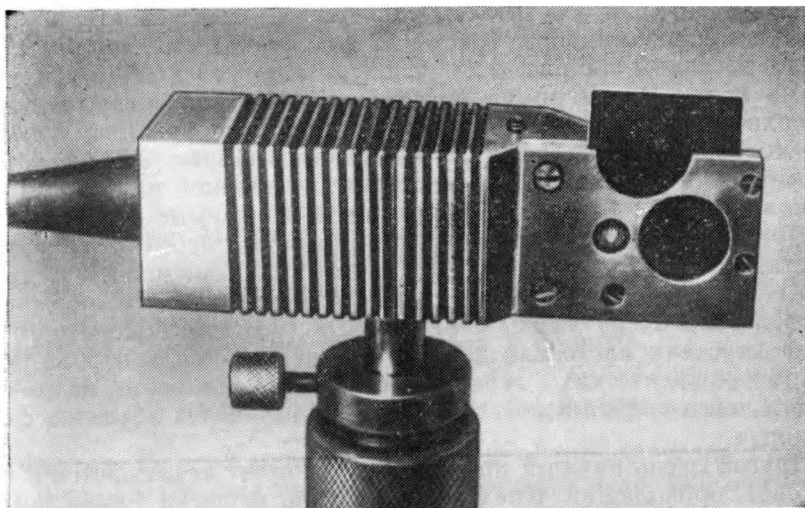


Рис. 9.22. Устройство для контроля по методу Ронки

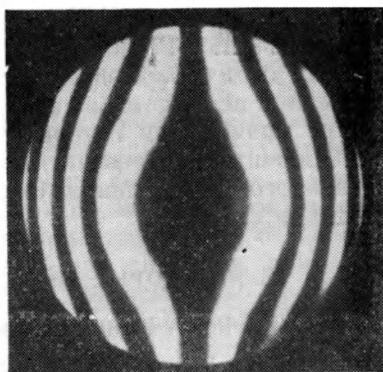
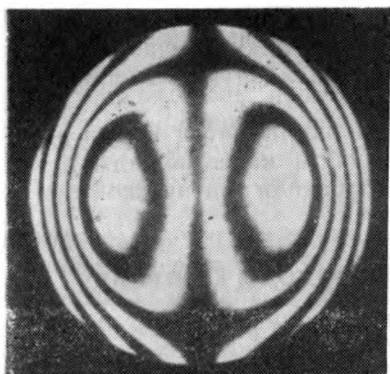


Рис. 9.23. Ронкиграммы, полученные с помощью устройства (см. рис. 9.22)

Интересно отметить, что если темные и светлые полосы решетки имеют одинаковую ширину ( $k_0=1/2$ ), когерентность между двумя точками на волновом фронте, разделенными расстоянием  $\Delta x=2\lambda r/d$  отсутствует, и поэтому оба волновых фронта первого порядка не интерферируют между собой. При использовании же точечного источника или щели все перекрывающиеся волновые фронты интерферируют друг с другом.

Нулевая решетка Ронки, описанная в п. 9.2.3, не образует одинакового поперечного сдвига для всех точек волнового фронта, поэтому освещающий волновой фронт должен иметь когерентность между двумя произвольными точками при любом расстоянии между ними. Это становится возможным только при использова-

нии точечного источника света, при этом следует помнить, что наиболее удобным осветителем является газовый лазер.

С помощью прибора (рис. 9.22) получены ронкиграммы, которые показаны на рис. 9.23. Следует еще раз подчеркнуть, что форма полос Ронки прямо не связана с формой контролируемой поверхности, а в большей степени определяет функцию поперечной аберрации. Фотографии, приведенные на рис. 9.23, получены с помощью стандартной камеры, сфокусированной на поверхность, поскольку именно на ней локализованы изучаемые полосы.

При контроле асферической поверхности необходимо иметь каустику с такими поперечными размерами (см. прил. 1), чтобы весь свет попал в глаз наблюдателя или в объектив фотокамеры. На деле же очень часто минимальные размеры поперечного сечения каустики настолько велики (например, при контроле больших астрономических зеркал), что свет не может полностью пройти через зрачок глаза, но может пройти через объектив фотоаппарата.

Другой очень важный практический момент заключается в том, что свет, проходящий через каждую щель решетки Ронки, интерферирует со светом, проходящим через другие щели, образуя многочисленные изображения зрачка с боковым сдвигом. Это увеличивает погрешность измерений, так как точное совмещение решетки со зрачком затруднено. Точность можно повысить, если вместо решетки Ронки использовать проволоку, смещенную в сторону от оптической оси на точно определенную величину, соизмеримую с периодом решетки.

При правильном и точном использовании метод Ронки является исключительно эффективным способом качественного и количественного определения степени коррекции оптической поверхности или линзы.

## 9.6. НЕКОТОРЫЕ АНАЛОГИЧНЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ

### 9.6.1. Концентрическая круговая решетка

Вместо прямоугольной решетки можно также использовать тест-объект с концентрическими окружностями. Эта модификация была впервые изучена Скандоне [87, 88] и впоследствии Мертти и Шумахером [56], чьи исследования представлены ниже. Картины, получаемые с помощью такой решетки, отличаются от классических ронкиграмм. Уравнение для них можно вычислить так же, как выражение (9.3), задавая

$$\left(R \frac{\partial W}{\partial x} - \bar{x}_0\right)^2 + \left(R \frac{\partial W}{\partial y} - \bar{y}_0\right)^2 = M \rho_1^2, \quad (9.68)$$

где  $(\bar{x}_0, \bar{y}_0)$  — центр системы концентрических окружностей;  $\rho_1$  — радиус центрального кольца;  $M$  — множитель определяемый как

$$M = \begin{cases} n^2 & \text{для равноудаленных колец;} \\ n & \text{для зональной пластинки Френеля,} \end{cases}$$



$n$  — всегда положительный множитель. Если использовать выражение для волнового фронта  $W$  при наличии первичных аберраций, то по аналогии с выражением (9.4), получим

$$\{R[4A(x^2 + y^2)x + 2Bx + 2Cx + 2Dx + F] - \bar{x}_0\}^2 + \\ + \{R[4A(x^2 + y^2)y + B(3y^2 + x^2) + 6Cy + 2Dy + E] - \bar{y}_0\}^2 = M_{\rho_1}^2. \quad (9.69)$$

Как указывают Мерти и Шумахер, эта формула обычно очень сложна, за исключением нескольких тривиальных случаев. В работе [56] приведены некоторые картины, типичные для такого метода контроля. Он, кстати, может быть реализован с использованием только точечного источника света, а не щели.

### 9.6.2. Сканирующий метод Ронки

Фактически этот метод принадлежит к группе тестов, описанных в гл. 13. Он был предложен Томпсоном и др. [95] под названием «интерферометр с решеткой на переменном токе» для контроля лазерных волновых фронтов. В своей основе он является динамическим методом Ронки с быстрой обработкой данных на мини-ЭВМ.

Интерференционная картина при этом не является неподвижной, так как решетка равномерно перемещается в своей плоскости в направлении, перпендикулярном к ее щелям. При этом вместо фотографирования неподвижной картины перемещающиеся полосы регистрируют с помощью фотоэлектрического детектора-матрицы из кремниевых диодов или трубки видикона.

Каждый отдельный детектор выдает на выходе электрический периодический сигнал одинаковой частоты, зависящей от скорости перемещения решетки. Относительная фаза сигналов, снимаемых с детектора, зависит от его положения относительно волнового фронта и от аберраций  $W$  последнего. Точные измерения фаз позволяют восстановить интерференционную картину, а затем и волновой фронт.

Теми же авторами была предложена решетка барабанного типа с диаметром окружности около 40 см. Имеющая при этом место незначительная кривизна решетки не играет существенной роли.

### 9.6.3. Метод Малакары и Корнехо

Предложенный Малакарой и Корнехо [47] метод по существу является голографическим. Для его осуществления необходима специальная решетка или голограмма, изготовленная по схеме, изображенной на рис. 9.24. Два вогнутых зеркала  $M_1$  и  $M_2$  фокусируют свет от точечного источника  $S$  на одну общую площадку фотопластинки  $P$ . Перед зеркалом  $M_2$  помещают очень грубую решетку с прямолинейными полосами. Нашей целью здесь яв-

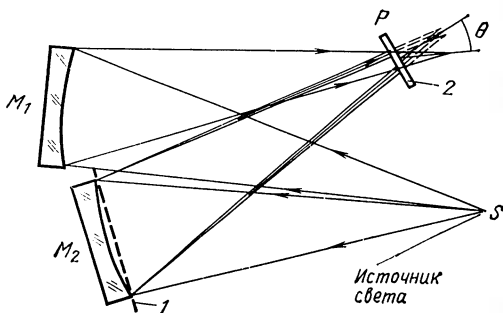


Рис. 9.24. Установка для получения решетки по методу Малакары и Корнехо:  
1 — грубая решетка; 2 — фотопластина

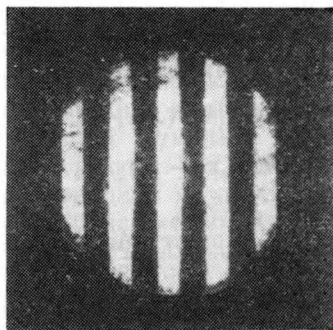


Рис. 9.25. Полосы, получаемые по методу Малакары и Корнехо [47, 48]

ляется получение голограммы, необходимой для восстановления изображения зеркала  $M_2$  и решетки перед ним (в качестве эталонного пучка при этом используется свет от зеркала  $M_1$ ).

После обработки голограмма вновь помещается в пучок света от  $M_1$ , но при этом убирают зеркало  $M_2$ . Если зеркало  $M_1$ , применяемое при восстановлении голограммы, идентично зеркалу  $M_1$ , использованному при ее записи, в плоскости, где ранее располагалось зеркало  $M_2$ , будет наблюдаться система прямолинейных полос. Если же между ними есть различие, наблюдаемые полосы искривляются, указывая на волновые aberrации, вызываемые удвоенной разностью в формах их поверхностей.

Как видно на рис. 9.25, основным достоинством метода являются резкость, четкость и видимость, которые намного выше, чем при классическом варианте.

### 9.6.4. Метод Ловера

Ловер, предложивший свой метод [36], указывал, что он напоминает инвертированный метод Ронки. Классический тест Ронки не может быть, например, использован для контроля очень короткофокусных параболических зеркал или, по понятным причинам, для исследования скоростных камер Шмидта. Первоначально Ловер создал свой метод для оценки степени коррекции именно таких систем. Для этого в фокус контролируемой системы помещают щель и с достаточно большого расстояния наблюдают ее мнимое изображение в бесконечности. Можно считать, что изображение локализовано на апертуре камеры; оно будет прямолинейным, если достигнута хорошая степень коррекции прибора. Прямолинейность линий должна сохраняться при поперечных смещениях глаза наблюдателя в пределах апертуры.

Как видно, метод очень прост и производителен, но для многих практических случаев (например, при наблюдении с небольшого расстояния) его точность слишком низка. Факторы, влияю-

шие на чувствительность и точность этого способа, исследованы Ранком и др. [63] и Йодером [109]. Хэмшером [28] разработан метод контроля параболических отражателей, при котором используется аналогичный принцип и применяется линейный растр.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Adachi I.** Quantitative Measurement of Aberration by Ronchi Test, Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica, 15, 461 (1960a).
2. **Adachi I.** Quantitative Measurement of Aberration, by Ronchi Test, Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica, 15, 550 (1960b).
3. **Adachi I.** The Recent History of the Grating Interferometer and Its Applications, Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica, 17, 252 (1962a).
4. **Adachi I.** Measurement of Transfer Function by the Ronchi Test, Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica, 17, 523 (1962b).
5. **Adachi I.** The Diffraction Theory of the Ronchi Test, Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica, 18, 344 (1963).
6. **Anderson J. A., Porter R. W.** Ronchi's Method of Optical Testing, *Astrophys. J.*, 70, 175 (1929).
7. **Barakat R.** General Diffraction Theory of Optical Aberration Tests, from the Point of View of Spatial Filtering, *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 1432 (1969).
8. **Bocchino G.** L'Aberrazione Sferica Zonale Esaminata con i Reticoli a Bassa Frequenza, *Ottica*, 5, 286 (1940).
9. **Bocchino G.** Un Metodo per la Determinazione Rapida e Precise dell'Aberrazione Sferica Semplice, Mediante la Frange d'Ombra, *Ottica*, 310 (1943).
10. **Briers J. D.** Interferometric Testing of Optical Systems and Components: A Review, *Opt. Laser Technol.*, 4, 28 (1972).
11. **Bruscaglioni R.** Sulla Forma delle Fringe d'Interferenza Ottenute da Onde Affette da Astigmatismo Puro con Reticoli ad Orientamento Qualunque, *Rend. Accad. Naz. Lincei*, 15, 70 (1932a).
12. **Bruscaglioni R.** Sulla Misura dell'Astigmatismo e del Coma Mediante le Frange d'Ombra, *Boll. Assoc. Ottica Ital.*, 6, 46 (1932b).
13. **Bruscaglioni R.** Sulla Sensibilità della Rivelazione e Sulla Misura dell'Astigmatismo con Metodi Interferenziali, *Boll. Assoc. Ottica, Ital.*, 7, 78 (1933).
14. **Bruscaglioni R.** Controllo della Afocalità di una Parte Ottica e Controllo di un Piano Campione con l'Interferometro Ronchi a Reticolo, *Ottica*, 4, 203 (1939).
15. **Calamai G.** Su di una Formula per la Misura dell'Astigmatismo Mediante i Reticoli, *Ottica*, 3, 41 (1938).
16. **Cornejo A., Malacara D.** Ronchi Test of Aspherical Surfaces: Analysis and Accuracy, *Appl. Opt.*, 9, 1897 (1970).
17. **Crino B.** Sulla Misura dell'Aberrazione Sferica, Coma e Astigmatismo Mediante le Frange d'Ombra Estrassiale Ottenute con Reticoli Rettilinei, *Boll. Assoc. Ottica Ital.*, 7, 113 (1933).
18. **Crino B.** Nuovi Risultati Nelle Studioi Analitico delle Frange d'Ombra Ottenute per Interferenza di Onde Aberranti, *Ottica*, 4, 114 (1939).
19. **De Vany A. S.** Some Aspects of Interferometric Testing and Optical Figuring, *Appl. Opt.*, 4, 831 (1965).
20. **De Vany A. S.** Quasi-Ronchigrams as Mirror Transitive Images of Interferograms, *Appl. Opt.*, 9, 1944 (1970).
21. **Di Jorio M.** Ulteriore Approssimazione dello Studio delle Aberrazioni con l'Interferometro Ronchi a Reticolo, *Ottica*, 4, 31 (1939a).
22. **Di Jorio M.** Una Formula Più Precisa delle Frange d'Ombra dell'Interferometro Ronchi a Reticolo, *Ottica*, 4, 83 (1939b).
23. **Di Jorio M.** L'Aberrazione Sferica Esaminata con i Reticoli di Alta Frequenza, *Ottica*, 4, 184 (1939c).
24. **Di Jorio M.** Estensione del Concetto del Fuoco Uniforme: il Fuoco Uniforme Zonale, *Ottica*, 4, 254 (1939d).

25. **Di Jorio M.** Similitudine Degli Interferogrammi dell'Interferometro Ronchi al Variare de  $x_p$  e Verifica Sperimentale della Costanza del Numero  $b$ , *Ottica*, 7, 243 (1942).
26. **Di Jorio M.** Equazione dell'Interferometro Ronchi per le Onde Sferiche Aperte Fino al Quarto Ordine, e Sua Discussione, *Ottica*, 8, 288 (1943).
27. **Erdős P.** Ronchi Test of Fifth Order Aberrations, *J. Opt. Soc. Am.*, 49, 865 (1959).
28. **Hamsher D. H.** Screen Line Tests of Paraboloidal Reflectors, *J. Opt. Soc. Am.*, 36, 291 (1946).
29. **Jentzsch F.** Die Rastermethode: Ein Verfahren zur Demonstration und Messung der sphärischen Aberration, *Phys. Z.*, 24, 66 (1928).
30. **King J. H.** Quantitative Optical Test for Telescope Mirrors and Lenses, *J. Opt. Soc. Am.*, 24, 250 (1934); reprinted in: *Amateur Telescope Making*, Vol. 2, A. G. Ingalls, Ed., Scientific American, New York, 1953, p. 104.
31. **Kirkham A. R.** The Ronchi Test for Mirrors.—In: *Amateur Telescope Making*, Vol. 1, A. G. Ingalls, Ed., Scientific American, New York, 1953, p. 264.
32. **Lenouvel M. L.** Methode de Determination et de Mesure des Aberrations des Systemes Optiques, I and II, *Rev. Opt.*, 3, 211 (1924a).
33. **Lenouvel M. L.** Methode de Determination et de Mesure des Aberrations des Systemes Optiques, III, *Rev. Opt.*, 3, 315 (1924b).
34. **Lenouvel M. L.** Etude des Objectifs de Reproduction, *Rev. Opt.*, 4, 294 (1925a).
35. **Lenouvel M. L.** Essai d'Objectifs par le Coin d'Air, *Rev. Opt.*, 4, 299 (1925b).
36. **Lower H. A.** Notes on the Construction of an F/1 Schmidt Camera.—In: *Amateur Telescope Making*, Vol. 2, A. G. Ingalls, Ed., Scientific American, New York, 1954, p. 410; formerly published by Munn and Co., 1937.
37. **Lumley E.** A Method of Making a Ronchi Test on an Aspheric Mirror, *Amateur Astronomers*, Sydney, 1959; reprinted in *Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica*, 15, 457 (1960).
38. **Lumley E.** Figuring a Paraboloid with the Ronchi Test, *Sky Telesc.*, 22, 298 (1961).
39. **Malacara D.** Testing of Optical Surfaces, Ph.D. Thesis, University of Rochester, New York; University Microfilms, Ann Arbor, Mich., Order No. 65—12, 013, 1965a.
40. **Malacara D.** Geometrical Ronchi Test of Aspherical Mirrors *Appl. Opt.*, 4, 1371 (1965b).
41. **Malacara D.** Ronchi Test and Transversal Spherical Aberration, *Bol. Obs. Tonantzintla Tacubaya*, 4, 73 (1965c).
42. **Malacara D., Cornejo A.** Modified Ronchi Test to Measure the Axial Chromatic Aberration in Lenses, *Appl. Opt.*, 10, 679 (1971).
43. **Malacara D., Cornejo A.** Relating the Ronchi and Lateral Shearing Interferometer Tests, *Opt. Spectra*, 8, 54 (1974a).
44. **Malacara D., Cornejo A.** The Talbot Effect in the Ronchi Test, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1, 193 (1974b).
45. **Malacara D., Cornejo A.** Null Ronchi Test for Aspherical Surfaces, *Appl. Opt.*, 13, 1778 (1974c).
46. **Malacara D., Cornejo A.** Shape Measurement of Optical Surfaces with Rotational Symmetry Using Ronchigrams, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1, 277 (1975).
47. **Malacara D., Cornejo A.** Side Band Ronchi Test, *Appl. Opt.* 15, 2220 (1976a).
48. **Malacara D., Cornejo A.** Third Order Computation of Null Ronchi Rulings. *Bol. Inst. Tonantzintla*, 2, 91 (1976b).
49. **Martin L. C.** *Technical Optics*, Vol. 2, Pitman, London, 1960, Chap. VII (опубликован перевод: Л. Мартин, Техническая оптика. Физматгиз, 1960).
50. **Mobsby E.** Testing Parabolic Mirrors with Inverse Parabolic Grating, *Astronomy: J. Wessex Astron. Soc.*, 1, 13 (1973).
51. **Mobsby E. A.** Ronchi Null Test for Paraboloids, *Sky Telesc.* 48, 325 (1974).
52. **Morais C.** Riassunto delle Applicazioni dei Reticoli allo Studio delle Aberrazioni dei Sistemi Ottici, *Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica*, 13, 546 (1958).

53. **Murty M.V.R.K.** Interferometry Applied to Testing of Optics, *Bull. Opt. Soc. India*, 1, 29 (1967).
54. **Murty M.V.R.K.** A Simple Method of Introducing Tilt in the Ronchi and Cube Type of Shearing Interferometers, *Bull. Opt. Soc. India*, 5, 1 (1971).
55. **Murty M.V.R.K., Cornejo A.** Sharpening the Fringes in the Ronchi Test, *Appl. Opt.*, 12, 2230 (1973).
56. **Murty M.V.R.K., Shoemaker A. H.** Theory of Concentric Circular Grid, *Appl. Opt.*, 5, 323 (1966).
57. **Pacella G. B.** Sulla Ricerca della Forma delle Onde Luminose dall'Esame delle Frange d'Ombra, *Bend. Accad. Naz. Lincei*, 5, 752 (1927).
58. **Pallotino P.** Sulla Dissimmetria delle Frange dell'Interferometro Ronchi a Reticolo, *Ottica*, 6, 26 (1941).
59. **Pastor J.** Hologram Interferometry and Optical Technology, *Appl. Opt.*, 8, 525 (1969).
60. **Phillips F. W.** Aspherizing and Other Problems in Making Maksutov Telescopes, *Sky Telesc.*, 25, 110 (1963).
61. **Popov G. M.** Methods of Calculation and Testing of Richey-Chretien Systems, *Izv. Krym. Astrofiz. Obs.*, 45, 188 (1972). (оригинал на русском языке: Известия Крымской обсерватории, 1972, 45, 188).
62. **Porter R. W.** Notes on the Ronchi Band Patterns. — In: *Amateur Telescope Making*, Vol. 1, A. G. Ingalls, Ed., Scientific American, New York, 1953, p. 268.
63. **Rank D. H., Yoder P. R., Jr., Vrabel J.** Sensitivity of a Rapid Test for High Speed Parabolic Mirrors, *J. Opt. Soc. Am.*, 39, 36 (1949).
64. **Rayces J. L.** Exact Relation between Wave Aberration and Ray Aberration, *Opt. Acta*, 11, 85 (1964).
65. **Ricci E.** Nuovi Criteri per la Misura dell'Aberrazione Sferica di un Sistema Ottico col Metodo delle Frange d'Ombra, *Ottica*, 4, 104 (1939).
66. **Ronchi V.** Le Frange di Combinazione Nello Studio delle Superficie e dei Sistemi Ottici, *Riv. Ottica Mecc. Precis.*, 2, 9 (1923a).
67. **Ronchi V.** Due Nuovi Metodi per lo Studio delle Superficie e dei Sistemi Ottici, *Ann. Sc. Norm. Super Pisa*, 15 (1923b).
68. **Ronchi V.** Sopra le Caratteristiche dei Cannocchiali di Galileo e la Loro Autenticità, *Rend. Accad. Naz. Lincei*, 32, 162 (1923c).
69. **Ronchi V.** Sopra i Cannocchiali di Galileo e Sopra una Lente di Evangelista Torricelli, *L'Universo*, 4, 10 (1923d).
70. **Ronchi V.** Sullo Studio dei Sistemi Ottici col Biprisma e Gli Specchi del Fresnel, *Rend. Accad. Naz. Lincei*, 33, 314 (1924a).
71. **Ronchi V.** Ancora sull'Impiego dei Reticoli Nello Studio dei Sistemi Ottici, *Nuovo Cimento*, 1, 209 (1924b).
72. **Ronchi V.** La Prova dei Sistemi Ottici, Zanichelli, Bologna, 1925.
73. **Ronchi V.** Sur la Nature Interferentielle des Franges d'Ombre dans l'Essai des Systemes Optiques, *Rev. Opt.*, 5, 441 (1926a).
74. **Ronchi V.** Über die Schattenstreifen zum Studium der Lichtwellen, *Z. Instrumentenk.*, 46, 533 (1926b).
75. **Ronchi V.** Sul Comportamento e l'Impiego delle Frange d'Ombra Nella Prova dei Sistemi Ottici, *Nuovo Cimento*, 4, 297, (1927); *Rev. Opt.*, 7, 49 (1928).
76. **Ronchi V.** Le Frange d'Ombra Nello Studio delle Aberrazioni Sferiche Piccolissime, *Rend. Accad. Naz. Lincei*, 11, 998 (1930).
77. **Ronchi V.** Sulla Sensibilità delle Frange d'Ombra all'Aberrazione Sferica Semplice, *Ottica*, 5, 275 (1940).
78. **Ronchi V.** Corso di Ottica Tecnica, 2nd ed., Associazione Ottica Italiana, Firenze, 1954.
79. **Ronchi V.** An Elementary Introduction to the Use of the Grating Interferometer, *Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica*, 13, 368 (1958).
80. **Ronchi V.** Forty Years of Gratings, *Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica*, 17, 93, 240 (1962).
81. **Ronchi V.** Forty Years of a Grating Interferometer, *Appl. Opt.*, 3, 437 (1964).
82. **Ronchi V.** On the Phase Grating Interferometer, *Appl. Opt.*, 4, 1041 (1965).
83. **Salzmann H.** A Simple Interferometer Based on the Ronchi Test, *Appl. Opt.*, 9, 1943 (1970).

84. Scandone F. Sulla delle Frange d'Ombra Dovute ad Onde Luminose Affette da Aberrazione Zonale, *Nuovo Cimento*, 7, 289 (1930).
85. Scandone F. Sulla Forma delle Frange d'Ombra Dovute ad Onde Luminose Affette da Aberrazione Estrassiale, *Nuovo Cimento*, 8, 157 (1931a).
86. Scandone F. Sulla Forma delle Frange d'Ombra Estrassiale con un Reticolo a Tratti Inclinati sul Piano di Simmetria del Sistema Ottico, *Nuovo Cimento*, 8, 310 (1931b).
87. Scandone F. Sulla Forma delle Frange d'Ombra Ottenute con Reticoli Circolari a Frequenza Costante, *Nuovo Cimento*, 8, 378 (1931c).
88. Scandone F. Sulla Forma delle Frange d'Ombra Ottenute con Reticolo Circolare a Frequenza Costante non Centrato sull'Asse Ottico, *Boll. Assoc. Ottica Ital.*, 6, 35 (1932).
89. Scandone F. Sulle Frange d'Ombre Estrassiali Ottenute con Reticoli in Presenza di Aberrazione Sferica sull'Asse, *Boll. Assoc. Ottica Ital.*, 7, 100 (1933).
90. Schulz G. Über die Prüfung optischer Systeme mit Rastern, *Annal. Phys.*, 35, 189 (1928).
91. Schulz L. G. Preparation of Aspherical Refracting Optical Surfaces by an Evaporation Technique, *J. Opt. Soc. Am.*, 38, 432 (1948).
92. Sherwood A. A. A Quantitative Analysis of the Ronchi Test in Terms of Ray Optics, *J. Br. Astron. Assoc.*, 68, 180 (1958).
93. Sherwood A. A. Ronchi Test Charts for Parabolic Mirrors, *J. Proc. R. Soc. New South Wales*, 43, 19 (1959); reprinted in: *Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica*, 15, 340 (1960).
94. Strong J. Procedures in Experimental Physics, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1938, Chap. II.
95. Thompson B. J. et al. Studies in Optics, Technical Report U. S. AFAL-TR-73-112, 1973.
96. Toraldo di Francia G. Sulla Frange d'Interferenza delle Onde Aberranti, *Ottica*, 6, 151 (1941a).
97. Toraldo di Francia G. Saggio di Una Teoria Generale dei Reticoli, *Ottica*, 6, 258 (1941b).
98. Toraldo di Francia G. Limiti di Validità dell'Ipotesi della Rotazione Rigida per il Reticolo Rettilineo, *Ottica*, 7, 282 (1942a).
99. Toraldo di Francia G. La Prova dell'Aberrazione Cromatica con l'Interferometro a Reticolo, *Ottica*, 7, 302, (1942b).
100. Toraldo di Francia G. Ancora su le Aberrazioni delle Onde Diffratte dal Reticolo Rettilineo, *Ottica*, 8, 1 (1943a).
101. Toraldo di Francia G. La Formula Esatta per le Frange dell'Interferometro Ronchi, *Ottica*, 8, 225 (1943b).
102. Toraldo di Francia G. Introduzione alla Teoria Geometrica e Interferenziale delle Onde Aberranti, *Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica*, 1, 122 (1946); 2, 25, (1947).
103. Toraldo di Francia G. Geometrical and Interferential Aspects of the Ronchi Test. — In: *Optical Image Evaluation*, Nat. Bur. Stand. (U. S.) Circ. No. 526, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 1954, Chap. 11, p. 161.
104. Villani F. Sulla Misurazione dell'Astigmatismo e del Coma Mediante le Frange d'Ombra, *Nuovo Cimento*, 7, 248 (1930).
105. Villani F., Bruscaioni R. Sulla Forma delle Frange d'Ombra Ottenute da Onde Affette da Astigmatismo e Coma, *Nuovo Cimento*, 9, 1 (1932).
106. Vogl G. A Phase Grating Interferometer, *Appl. Opt.*, 3, 1089 (1964).
107. Waland R. L. Note on Figuring Schmidt Correcting Lenses, *J. Sci. Instrum.*, 15, 339 (1938).
108. Wehn R. Die Methode der Ronchi-Gitter in der Praxis, *Atti. Fond. Giorgio Ronchi Contrib. Ist. Naz. Ottica*, 17, 39 (1962).
109. Yoder P. R., Jr. Further Analysis of the 'Lower' Test for High-Speed Parabolic Mirrors, *J. Opt. Soc. Am.*, 49, 439 (1959).

## Методы Гартманна, Майкельсона и Гарднера—Беннетта с использованием экрана

*И. Гозейль*

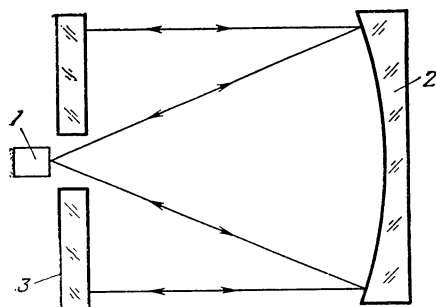
### 10.1. ВВЕДЕНИЕ

Для оптического контроля было бы желательно использовать экспресс-методы, обеспечивающие точную количественную информацию о всем исследуемом фронте волны. К сожалению, большинство количественных методов весьма трудоемки и в связи с этим часто возникает необходимость альтернативы между быстрым качественным и квазиколичественным методами оценки волнового фронта.

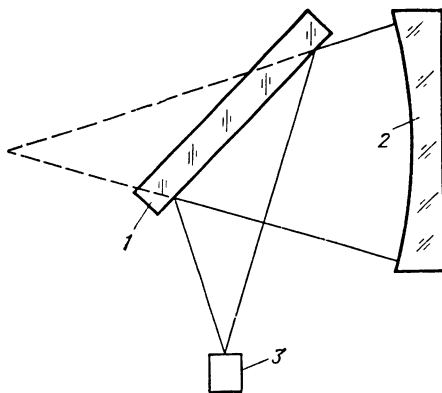
Оптик, подготавливающий линзу, склоняется в большинстве случаев к тестам первой группы, применяя обычно для систематического ежедневного контроля метод ножа Фуко. Однако, несмотря на его известные достоинства, метод имеет и ряд недостатков, подробно рассмотренных в гл. 8. Главным ограничением применения метода ножа Фуко является нечувствительность к небольшим наклонам исследуемого волнового фронта относительно опорного и к отклонениям, незначительно изменяющимся по величине или направлению. Другими словами, метод Фуко нечувствителен, если первая и вторая производные отклонений волнового фронта малы. Эта его особенность допустима, если исследуется поверхность или система с малой апертурой. В случае же большой апертуры (более 2 м) малые отклонения фронтов приводят к большой суммарной погрешности на краю апертуры. Например, для вогнутого зеркала диаметром 4 м с  $f/2,7$  астигматизм поверхности  $2\lambda$  ( $\lambda=500$  нм) или волнового фронта  $4\lambda$  будет едва заметен при контроле ножом вблизи центра параксиального радиуса кривизны. Поэтому нельзя полагаться на контроль только методом Фуко и необходимо использовать более длительные количественные способы оценки волнового фронта.

В гл. 8 был рассмотрен метод нити, также часто используемый оптиками и обеспечивающий количественную информацию, но только о радиальных отклонениях поверхности детали вдоль одного диаметра при каждом измерении. Для получения данных о всей поверхности проводят несколько измерений по различным диаметрам, однако если контролируемая деталь имеет центральное отверстие (что встречается довольно часто), сложно объединять результаты отдельных измерений. При этом приходится формулировать некоторое предположение о характере поверхности вблизи ее вершины и сдвигать радиальные профили относительно друг друга для того, чтобы получить согласованную информацию о всей площади.

Теоретически наиболее точную количественную информацию о волновом фронте можно получить интерферометрическим методом. Это объясняется тем, что волновой фронт может быть в принципе оценен с интервалом  $\lambda/n$ , где  $\lambda$  — длина световой волны источника, а  $n$  — число проходов лучей через систему (рис. 10.1 и 10.2). На рис. 10.1 показана схема контроля параболического вогнутого зеркала из его фокуса с помощью предварительно аттестованного плоского зеркала, характеристики волнового фронта которого хорошо известны. В этом случае интерференция между эталонным и контролируемым волновыми фронтами наблюдается в интерферометре, помещенном в фокусе. Так как луч света отражается от параболоида дважды, волновой фронт может быть оценен с интервалом  $\lambda/2$ , что соответствует аттестации поверхности через каждые  $\lambda/4$ . На рис. 10.2. плоское зеркало контролируют по схеме с двойным прохождением



**Рис. 10.1. Автоколлимационное устройство для контроля параболического зеркала с помощью предварительно аттестованной плоской отражающей поверхности:**  
1 — интерферометр и источник света; 2 — контролируемое параболическое зеркало; 3 — плоское зеркало



**Рис. 10.2. Устройство Ричи — Коммона для контроля плоскостей с помощью предварительно аттестованной сферы:**  
1 — контролируемое плоское зеркало; 2 — сферическое зеркало; 3 — интерферометр и источник света

лучей и с помощью вогнутой сферической поверхности, характеристики которой заранее определены.

На теоретически возможную точность интерферометрического метода часто отрицательно сказывается его чувствительность. Она снижается, например, если среда между контролируемой и эталонной системами турбулентна или быстро изменяется, или если контролируемая система колеблется относительно эталонной. Информацию о волновом фронте в этом случае приходится получать с помощью многочисленных экспозиций, что весьма трудоемко и сложно.

Влияние турбулентности воздуха обычно устраняют, контролируя систему в камере с частичным вакуумом; воздействие вибраций можно уменьшить до допустимого уровня применением противовибрационных устройств. Такие решения, однако, экономически неоправданны при контроле систем большого диаметра или с большим фокусным расстоянием. В этих случаях приходится использовать теоретически менее точный метод, который заключается в контроле волнового фронта с помощью экрана или маски с отверстиями.

Ниже в основном обсуждаются оценки волнового фронта или зеркальной поверхности с использованием таких экранов рассматривается их применение и различные способы сравниваются между собой. Хотя описанные методы применимы для большинства линзовых систем, они раскрываются на примере контроля больших вогнутых зеркал.

## 10.2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Основной принцип всех методов контроля с применением экрана заключается в том, что волновой фронт оценивается в ряде предварительно выбранных точек и результаты сравниваются с теоретическими значениями. Методы базируются на законах геометрической оптики; идея заключается в том, что наличие у волнового фронта погрешностей в некоторой области приводит к фокусировке света в точке, отличающейся от теоретического фокуса, или к пересечению с осью в плоскости, не совпадающей с плоскостью для случая идеального фронта. В результате по-



грешности формы волнового фронта оценивают, определяя, в какой точке плоскости пересекается свет от некоторой его области и каково различие между ней и теоретической точкой пересечения луча идеальной волны.

Если волновой фронт оценивается несколькими лучами или пучками, перпендикулярными к нему, отклонение световых следов от их идеальных положений можно зафиксировать на некоторой регистрирующей плоскости. Идеальный волновой фронт при этом не обязательно должен быть точно сферическим, но в принципе может иметь любую форму, так как интерес представляют лишь отклонения от него.

В методе Майкельсона и в подобных ему способах отклонения лучей определяются по интерференции света от двух различных областей; в других методах, основанных на использовании экрана, свет от каждого из участков волнового фронта регистрируется на фотопластине и интерференция лучей минимальна или отсутствует совсем. Результаты измерения угла  $\theta_x$  и отклонения реального луча  $\Delta x$  используются затем для определения погрешности формы соответствующего участка контролируемой поверхности (рис. 10.3).

На рисунке  $\Delta x$  — значение одной из составляющих отклонения луча;  $d$  — расстояние между зеркалом и плоскостью наблюдения;  $\theta_x$  — угловой наклон. Результирующая величина отступления от идеальной формы поверхности в любую сторону  $h$ , связана с отклонением  $W$  волнового фронта соотношением  $W=2h$ .

Связь между аберрацией  $W$  волнового фронта и составляющей  $x$  отклонения луча в плоскости наблюдения можно получить из точной формулы Рейсиса [17], но для большинства практически интересных случаев вполне применимо следующее приближенное выражение:

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\Delta x}{d} . \quad (10.1)$$

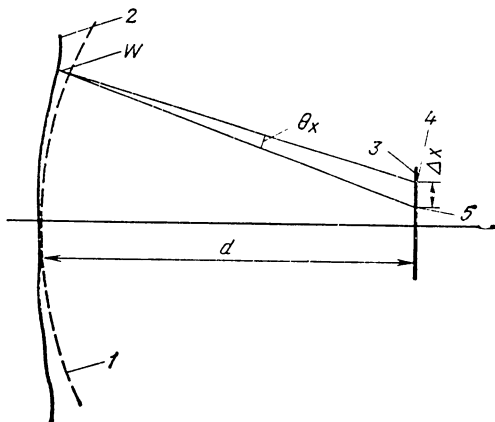


Рис. 10.3. Схема хода лучей и волновых фронтов в методе Гартмана: 1 — идеальный волновой фронт; 2 — реальный волновой фронт; 3 — плоскость регистрации; 4 — реальное положение луча; 5 — идеальное положение луча

Интегрируя его, получим

$$W = \frac{1}{d} \int_0^x \Delta x dx. \quad (10.2)$$

Если теперь отклонение поверхности  $h$  записать в длинах волн как  $H = h/\lambda$ , мы получим выражение

$$H = \frac{1}{2d\lambda} \int_0^x \Delta x dx. \quad (10.3)$$

Так как функция  $\Delta x$  определена только в дискретных точках — аналогах отверстий экрана, интегрирование обычно проводится по формуле трапеции

$$H_N = \frac{1}{2d\lambda} \sum_{n=2}^N \left( \frac{\Delta x_{n-1} + \Delta x_n}{2} \right) \delta x_{n-1} \quad (10.4)$$

и аналогично

$$H_M = \frac{1}{2d\lambda} \sum_{m=2}^M \left( \frac{\Delta y_{m-1} + \Delta y_m}{2} \right) \delta y_{m-1}, \quad (10.5)$$

где  $\delta x_{n-1}$  — расстояние между  $(n-1)$ -й и  $n$ -й точками в направлении  $x$ , а  $\delta y_{m-1}$  — расстояние между  $(m-1)$ -й и  $m$ -й точками в направлении  $y$ . Таким образом вычисляется отклонение  $H_N$  для участков, соответствующих отверстиям в экране.

В случае постоянных  $\delta x_n$  и  $\delta y_n$  иногда используют другие выражения для определения  $H_N$  [23] для некоторой  $N$ -й точки относительно опорного пункта  $N=1$ :

$$H_N = \frac{1}{d\lambda} \left( \frac{1}{2} \Delta x_1 + \sum_{n=2}^{N-1} \Delta x_n + \frac{1}{2} \Delta x_N \right) \delta x \quad (10.6)$$

и аналогично

$$H_M = \frac{1}{d\lambda} \left( \frac{1}{2} \Delta y_1 + \sum_{m=2}^{M-1} \Delta y_m + \frac{1}{2} \Delta y_M \right) \delta y. \quad (10.7)$$

Другие методы интегрирования иногда приводят к несколько более надежным результатам, но для большинства случаев формула трапеции вполне допустима. Существует соблазн использовать для выражения изменений отклонений формы поверхности зеркала подгонку с помощью полиномов, что возможно в зависимости от того, насколько точно соответствуют друг другу результаты приближения и реальность. Так, использование наклонной плоскости при интегрировании для определения отклонения поверхности можно заменить интегрированием по полиному [2] способом, применяемым в методе Ронки и изложенным в п. 9.3.1.

Волновой фронт можно затем записать в терминах полинома Цернике (см. прил. 2). Теоретически этот метод идеален, так как в нем отсутствует погрешность методов численного интегрирования. Трудность заключается в выборе подходящего полинома, поскольку такое приближение может приводить к необоснованному сглаживанию имеющих место острых выступов или к введению каких-либо изменений, отсутствующих в действительности. Это происходит при использовании полиномов слишком малого или слишком высокого порядков. Нет нужды говорить, что в результате снижается надежность результатов контроля, особенно вблизи края зеркала.

Когда есть выбор, предпочтение следует отдавать простой формуле трапеции или эквивалентным методам, а не тем, которые могут скрыть особенности контролируемой поверхности. При необходимости аппроксимации результатов, удобно использовать двухмерные кубические функции [1]. Мы имеем здесь простую интерполяцию по точкам, использующую изменения наклонов между соседними участками для получения наилучших результатов. Такой метод не должен искажать измеренных значений отклонений в выбранных точках и, вероятно, дает лучшую аппроксимацию поверхности между выбранными точками, чем формула трапеции, предполагающая наличие плоских участков между ними.

Из сказанного очевидно, что одна из главных трудностей в методах контроля с применением экрана заключается в возникновении ошибок, связанных с редуцированием данных для получения отклонений поверхности. Они могут быть уменьшены, если метод контроля допускает получение нужной величины несколькими независимыми способами, так как в присутствии погрешности наиболее надежный результат достигается при многократных повторениях и последующих усреднениях данных контроля. Лучшее всего подходит  $t$ -распределение Стьюдента, которое применяется при менее чем 30 независимых наблюдениях. Используя его, можно обнаружить, что область наиболее вероятного отклонения среднего значения серии наблюдений от истинного (доверительный интервал) уменьшается с увеличением числа независимых наблюдений. Таким образом, метод контроля с применением экрана, позволяющий использовать несколько независимых способов получения отклонения поверхности в выбранных точках, даст, вероятно, лучшую аппроксимацию к действительному значению отклонения, чем метод, не использующий этой процедуры.

Основное допущение в методах контроля с применением экрана предполагает плавность изменения волнового фронта между контролируемыми точками. Оно вполне обоснованно, так как резкие отклонения могут быть легко обнаружены другими способами, например методом ножа Фуко, и поэтому их наличие легко учесть. Следовательно, контроль с применением экрана становится тем более предпочтительным, чем глаже контролируемая поверхность зеркала. Необходимость такого предположения вытекает из того, что каждая выбранная точка дает среднее значение

наклона в определенной области поверхности зеркала. Для справедливости такого приближения необходимо предположение о гладкости поверхности зеркала. Оно должно быть сделано и в том случае, если используется аппроксимация полиномом.

Другое предположение заключается в том, что турбулентность воздуха между зеркалом и плоскостью наблюдения хаотична по величине и направлению. Действительно, нам нужно, чтобы отраженный пучок, колеблющийся под влиянием турбулентности, пересекался с плоскостью в точке, характерной для отсутствия турбулентности. Сказанное допускает турбулентность, хаотичную по направлению и нехаотичную по амплитуде; это приводит к асимметричной картине пятен на фотопластинке в плоскости наблюдения, отличающейся от гауссового двухмерного распределения, характерного для идеально хаотичной турбулентности. Тем не менее она даст достаточную точность определения локализации пятен, если известно положение их максимальной плотности. Серьезные трудности при турбулентности создает ламинарное течение воздуха вверх или вниз, обычно вблизи края или центрального отверстия контролируемого зеркала. Такой поток будет равномерно смещать свет от ряда отверстий и приводить к систематической (иногда очень грубой) погрешности результатов контроля. Обычно, однако, если такое явление и возникает, его влияние мало по величине и выявляется с трудом. Чаще всего оно является следствием грубого недосмотра, такого, как открытое окно или невыключенный кондиционер. Невозможность учесть все условия возникновения турбулентности отчасти сглаживается их незначительным влиянием в условиях оптического производства.

### 10.3. ТИПЫ ЭКРАНОВ

В течение ряда лет для контроля зеркальных поверхностей используются экраны с различным расположением отверстий. В этом параграфе обсуждаются и анализируются их достоинства и недостатки. Следует отметить также, что часто на экран наносят несколько вспомогательных точек, не входящих в общее распределение отверстий и служащих для ориентации маски фотопластины.

#### 10.3.1. Экран Гартманна с радиальным распределением отверстий

До недавнего времени самый распространенный тип экранов имел радиальные отверстия (рис. 10.4). Впервые такие экраны применил Гартманн [6, 7].

Основной принцип контроля с помощью радиальных экранов заключается в том, что на вогнутой зеркальной поверхности с круговой апертурой выделяют ряд точек с помощью небольших отверстий в непрозрачном экране, расположенных по прямям вдоль нескольких диаметров зеркала (см. рис. 10.4). Такая кар-

тина обладает рядом преимуществ: облегчается анализ круглой апертуры в полярных координатах и такая картина позволяет выявить наиболее общие дефекты зеркальных поверхностей — зональные погрешности, концентричные «бугры» и «ямы» размером в несколько долей микрометра, являющиеся результатом классических методов шлифования и полирования. Таким образом, радиальный экран обеспечивает простоту анализа результатов контроля основных видов поверхностных дефектов.

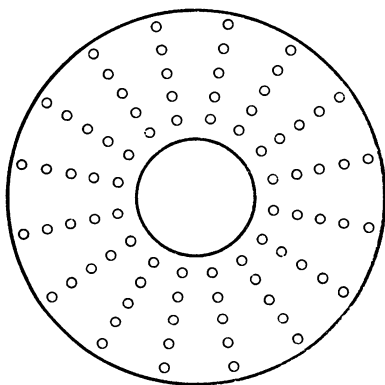


Рис. 10.4. Классический радиальный экран Гартманна

Вместе с тем метод имеет ряд недостатков: главный заключается в том, что каждое отверстие в экране соответствует тем большей части контролируемого зеркала, чем дальше от центра последнего оно отстоит. В результате участки поверхности, собирающие большую часть света, удастся оценить с меньшей надежностью и асимметричные дефекты, не обнаруживаемые другими способами, нельзя проконтролировать и этим методом. Второе ограничение связано с круговой симметрией некоторых погрешностей, которые не будут выявлены, если только расстояние между отверстиями не достаточно мало. Следствием этих недостатков является используемое при обработке результатов контроля предположение о том, что полученные отклонения формы являются частью системы с круговой симметрией.

Влияние указанных недостатков можно уменьшить, используя радиальные экраны с более частым расположением отверстий и большим числом «лучей». На некоторых из этих радиусов отверстия вблизи центра зеркала пропускают, чтобы не допустить их избытка в этой области. Предположение о симметрии системы также должно быть отброшено. Вместе с тем необходимо отметить, что введение этих изменений в классический контроль существенно усложняет обработку данных.

Такому варианту контроля также присуще увеличение ошибки при интегрировании по окружности (см. следующий параграф). Накопления ошибки можно избежать, применив к интегрированию по кругу метод, подобный методу повторения, разработанному для экранов с квадратным расположением отверстий [5].

**Применение радиальных экранов.** Радиальные экраны можно использовать для контроля вогнутых зеркал в коллимированном свете или с точечным источником, расположенным вблизи параксиального центра кривизны. Первый вариант удобен для телескопических систем. При этом экран следует помещать либо вплотную к поверхности, либо на достаточном удалении от нее, чтобы лучи после отражения не экранировались. При использовании то-

точного источника света экран должен находиться как можно ближе к зеркалу.

Положение лучей света, отраженного от исследуемой поверхности обычно фиксируют с помощью двух фотопластин, расположенных перед теоретической точкой фокусировки и за ней или по одну сторону от нее. Любой из этих вариантов позволяет производить компенсацию наклона пластин и ошибок расположения отверстий в экране. Удаление плоскости наблюдения от зеркала не обязательно знать точно, а расстояние между пластинами играет важную роль при вычислении, если только не используется перефокусировка методом наименьших квадратов, описанная в п. 10.3.3.

В классическом варианте контроля, когда пластины располагаются по обе стороны от фокуса, его средневзвешенное положение  $F_0$  определяется как

$$F_0 = \sum R_i F_i / \sum R_i, \quad (10.8)$$

где  $F_i$  — фокус, образованный светом от пары отверстий на экране, расположенных на одном диаметре по обе стороны от вертикали;  $R_i$  — радиус зоны этих точек, значения которого играют роль весового коэффициента. Для определения размера изображения точки линзой используется  $T$ -критерий Гартманна в виде

$$T = \frac{200\,000}{F_0^2} \left( \frac{\sum R_i^2 |F_i - F_0|}{\sum R_i} \right) \quad (10.9)$$

с размерностью в угловых секундах.

Астигматизм зеркала обычно определяют путем сравнения средних значений фокусов, полученных от двух взаимно перпендикулярных диаметров экрана.

Если характеристики экрана хорошо известны (как, например, в случае контроля главного зеркала диаметром 3 м в Ликской обсерватории), можно использовать только одну фотопластинку, экономя на этом значительное время [13].

Результаты измерений расположения световых пятен обрабатывают для определения отклонений поверхности стандартным методом, описанным в п. 10.2. В классическом варианте контроля получают только радиальные профили; сейчас стали использовать и радиальное, и тангенциальное интегрирования [10, 18, 23], приводящие к значительно более надежным результатам. При этом оба способа интегрирования должны быть согласованными и отличаться только константой. На деле возрастание круговой ошибки в тангенциальном интегрировании затрудняет согласование результатов. Этот метод можно было бы усовершенствовать, используя принцип многократного повторения при определении отклонений формы поверхности.

### 10.3.2. Контроль с использованием экрана со спиральным расположением отверстий

Чтобы устранить рассмотренные недостатки радиальных экранов, для контроля главного зеркала Ликской обсерватории было применено спиральное расположение отверстий [13] (рис. 10.5). Оно отличается от классического тем, что дырки вдоль радиусов сдвинуты относительно соседних, образуя спираль (рис. 10.6).

Такое распределение в отличие от равномерного позволяет выявить зональные погрешности, устраняя тем самым недостатки классического экрана. Однако ему также присуща некоторая неравномерность контроля зон поверхности. В результате на участки зеркала, вносящие максимальный вклад в формирование изображения при его работе, приходится относительно небольшое количество отверстий.

**Применение спиральных экранов.** В этом случае для получения и обработки результатов широко используют и радиальное, и тангенциальное интегрирования, учитывая тем самым тот факт, что деформация зеркала всегда двумерна [10] из-за асимметричности отклонений поверхности от ее идеальной формы. Возникающие при этом трудности связаны с определением погрешностей зеркала, полученных с помощью отверстий, смещенных по диаметру относительно соседних радиусов экрана. Методы обработки данных подробно изложены в работе [13].

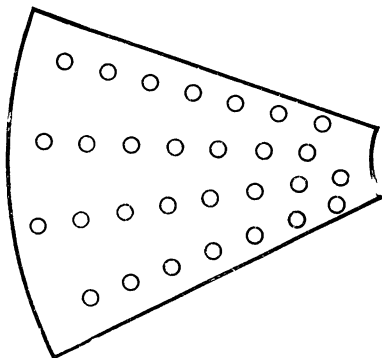


Рис. 10.5. Участок спирального экрана

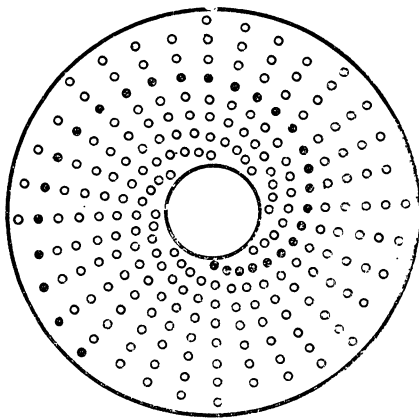


Рис. 10.6. Экран со спиральным распределением отверстий

### 10.3.3. Контроль с использованием экрана с квадратным расположением отверстий

Для преодоления недостатков контроля с радиальным экраном Гартманна поверхность следует размечать таким образом, чтобы точки пересекали круговые зоны с обычно имеющимися в них погрешностями и делили зеркало на равные участки. Это достигается расположением контрольных точек по так называемой квадратной схеме с равным удалением друг от друга на пересечении линий, параллельных взаимно перпендикулярным осям прямоугольной системы координат (рис. 10.7).

После того как такая картина была использована для машинного анализа рассчитываемых систем, было предложено применить ее и для их контроля при изготовлении. Первоначально предполагалось анализировать с ее помощью характеристики изображения, а не волнового фронта. Однако оказалось, что с расширением применения ЭВМ для анализа комплексных массивов данных и совершенствованием денситометрической техники быстрого и точного контроля положения пятен на фотопластинках, она позволила контролировать большие поверхности значительно тщательнее, чем ранее. Квадратные экраны, предложенные

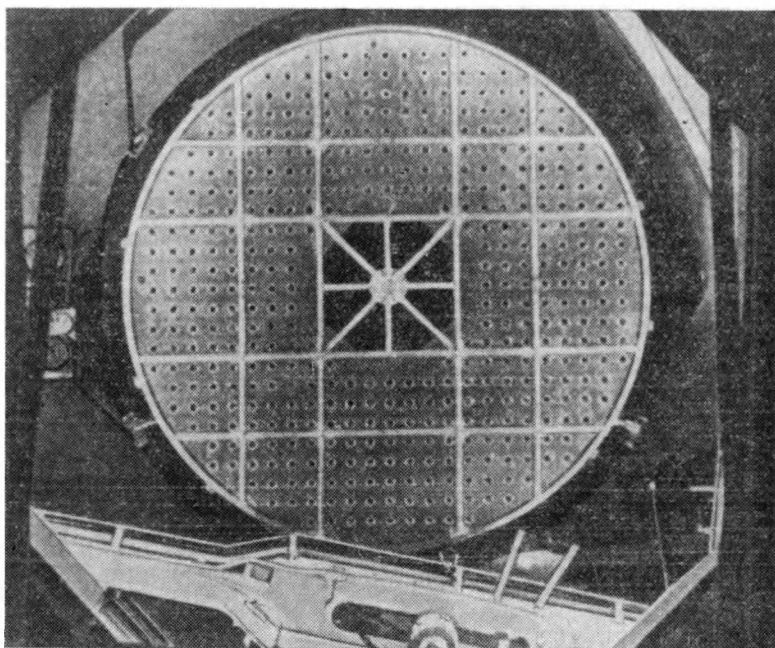


Рис. 10.7. Экран с 440 отверстиями в вершинах квадратов, который использовался для контроля четырехметрового гиперболического зеркала ( $f/2,7$ ), изготовленного в Национальной обсерватории в Китт-Пике, США [5]. Диаметр отверстий 25,4 мм, расстояние между ними 152,4 мм



Р. В. Шаком в частных сообщениях, были использованы для контроля нескольких главных зеркал телескопов, в частности и объектива диаметром  $d=4$  м обсерватории в Китт-Пик [5, 20], англо-австралийского телескопа ( $d=3,8$  м), аттестованного фирмой «Грабб энд Парсонс» (частное сообщение Гаскони, 1972 г.); второго зеркала ( $d=4$  м), изготовленного в Китт-Пик для обсерватории Сьерро-Тололо [4], объектива ( $d=2,6$  м) для станции в Ирени-Дюпон, изготовленного в Оптическом центре Аризонского университета (частное сообщение Руда, 1974 г.), и, наконец, франко-канадского телескопа ( $d=3,6$  м) на Гавайях (Дансей, частное сообщение, 1975 г.).

Квадратная матрица не только дает равномерное распределение точек по поверхности, но и делает это без круговой симметрии, исключая необходимость в предположениях о расположении и симметрии обнаруживаемых погрешностей и возможность внесения искусственно увеличенных круговых погрешностей. Кроме того, именно она обеспечивает более высокую частоту расположения точек по сравнению с радиальным и спиральным экранами. Контроль данным методом не зависит от турбулентности воздуха и может проводиться как с помощью дополнительной оптики, так и без нее, например без компенсаторов (см. гл. 14). Второй вариант предпочтительней, так как позволяет устранить погрешности юстировки вспомогательных деталей и узлов и связанные с ними ошибки определения формы поверхности.

Другое преимущество такого экрана реализуется, если он выполнен в виде жесткой твердой конструкции. В этом случае расположение отверстий можно тщательно проконтролировать заранее и точно определить все характеристики. В результате становится возможным использовать для регистрации отраженных лучей только одну фотопластинку и не только сэкономить время и трудозатраты, но и повысить надежность анализа данных за счет минимизации погрешностей их получения.

К сожалению, по-прежнему нельзя обнаружить небольшие погрешности поверхности на участках, расположенных между отверстиями экрана, но для этих целей можно с успехом использовать метод ножа, который удачно дополняет контроль с помощью квадратной матрицы. Кроме того, недавно выяснилось, что методы квадратного и, возможно, спирального экранов позволяют определять небольшие зональные погрешности за счет многократного контроля зеркала в одних и тех же условиях с поворотом экрана на заданную величину относительно поверхности [4]. При этом обеспечивается высокий уровень воспроизводимости и взаимного дополнения результатов измерений и значительно более полная информация о контролируемой поверхности.

Использование квадратного экрана однозначно подразумевает необходимость применения быстродействующей ЭВМ из-за большого объема вычислений при обработке данных. Этот фактор может рассматриваться как недостаток, если такая ЭВМ отсутствует.

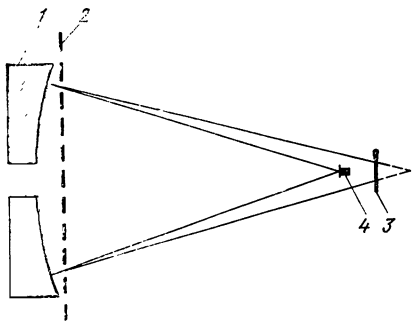


Рис. 10.8. Установка для контроля методом Гартманна:

1 — контролируемое зеркало; 2 — экран;  
3 — фотопластина с держателем; 4 — источник света с подставкой

**Применение квадратного экрана.** Метод может применяться в трех вариантах: с проекционным растровым экраном [19], со сканирующей пентапризмой [8, 9] и непосредственно с экраном с отверстиями [5, 20]. Ниже рассматривается только третий вариант — контроль зеркала из центра его кривизны с помощью экрана без дополнительных элементов, расположенного, как показано на рис. 10.8. Рисунок иллюстрирует схему аттестации четырехметрового главного зеркала Национальной обсерватории в Китт-Пик. Наблюдения проводятся из конт-

рольной станции на башне, расположенной прямо над зеркалом. Видны 440 отверстий в экране, дополнительные опорные отверстия и ребристая структура, введенная в экран для жесткости (см. рис. 10.7). Зеркало полировали под руководством Коула и Вирта и контролировали на опорах, подобных используемым в телескопе [16]\*.

#### 10.4. РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА ГАРТМАННА

Положение отверстий в экране Гартманна необходимо знать с очень высокой точностью для устранения погрешностей при определении погрешностей поверхности. Их диаметр должен быть мал, но не настолько, чтобы их дифракционные изображения на фотопластинке накладывались друг на друга [22].

После установки и центрирования экрана относительно зеркала с целью предотвратить внесение внеосевых аберраций центрируют точечный источник света. Это удобнее сделать, если размеры его оправы таковы, что в него не попадают лучи, отраженные от центральной части зеркала. Тогда без сложного оборудования можно центрировать источник, оценивая и выравнивая на глаз зазор между его оправой и пучками света. В главных четырехметровых зеркалах Ричи-Кретьена, установленных в обсерваториях в Китт-Пик и Сьерро-Тололо, осветитель был без труда отцентрирован с точностью, выше чем 0,2 см, и не вызывал заметных внеосевых эффектов.

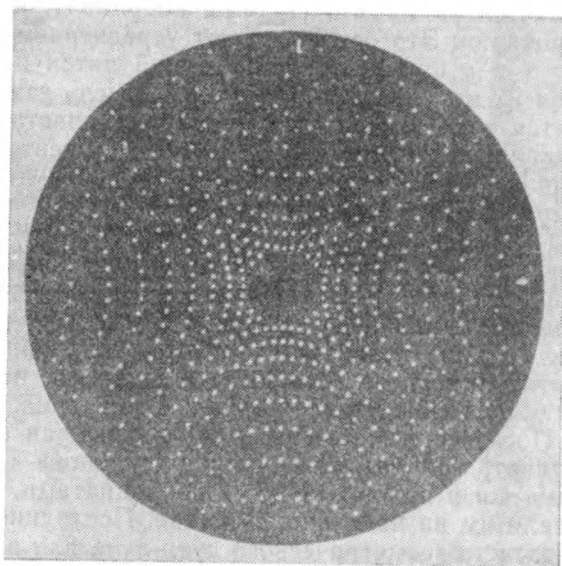
Для удобства источник помещают между зеркалом и центром его кривизны, поскольку его сопряженное изображение при этом окажется за центром кривизны и сходящиеся лучи света можно

\* Важно, чтобы контролируемое зеркало имело хорошо продуманную опорную систему, деформации от которой соответствовали бы возникающим при эксплуатации телескопа. Некоторые из многочисленных влияний опор описаны Мальвиком [12].

«перехватывать» как в предфокальной, так и в зафокальной областях без виньетирования освещающего пучка; фокус в этом случае совпадает с положением сопряженного изображения точечного источника. В общем изображение высокоаберрировано для зеркал, не являющихся сферой. Для облегчения идентификации темных пятен на пластине Гартманна ее следует располагать за границами каустики (см. прил. 1). Яркость произвольно выбранного источника света следует выбирать так, чтобы обеспечить достаточно большое время экспозиции и не допустить передержки фотопластины. Экспозиция 90—180 с в зависимости от яркости источника обычно достаточна, чтобы усреднить хаотичность турбулентности воздуха.

Фотопластинка должна быть расположена строго перпендикулярно к оптической оси, иначе при обработке данных зеркалу будет приписан ложный астигматизм. Для ориентирования ее держателя предлагается следующий способ. В держатель устанавливают чистую стеклянную пластину, центр которой четко маркирован небольшим кругом. Наблюдатель рассматривает через него центр зеркала с расстояния около 40 см за пластиной. Если держатель ориентирован правильно, то зрачок глаза наблюдателя совпадает с центром круга.

После правильной установки источника и экрана экспонируют одну или несколько фотопластин, обычно располагаемых между источником и его сопряженным изображением. Предфокальная пластинка, полученная таким способом для четырехметрового зеркала, представлена на рис. 10.9. Положение светлых пятен на фотопластине можно измерить с высокой точностью на микроденситометре, снабженном подвижным столиком и обеспечивающем



**Рис. 10.9.** Предфокальная гартманнограмма четырехметрового гиперболического зеркала ( $f/2,7$ ). Два продолговатых светлых пятна (вверху и справа) служат для определения правильного положения фотографии

погрешность позиционирования менее 0,003 мм. Для зеркала с радиусом кривизны 21,3 м, как в случае четырехметрового рефлектора, это соответствует неопределенности наклона поверхности в 0,015" ( $1,41 \cdot 10^{-7}$  рад). Шаг измерения является одной из главных проблем этого контроля. При установке фотопластины в микроденситометр в поле зрения наблюдают перекрестие нитей и два взаимно перпендикулярных ряда точек, соответствующих двум пересекающимся в центре и перпендикулярным рядам отверстий в квадратном экране. Эти ряды, как правило, представляют собой не строго прямые линии, если только не контролируется очень хорошая поверхность. Пластины и перекрестие нитей ориентируют путем последовательных поворотов и смещений до получения минимального взаимного отклонения. Задача облегчается для зеркала, обработка которого завершается, так как точки у него располагаются почти на прямой линии.

В общем, если размеры картины достаточно велики, скажем, ~60 мм, ориентирование пластины относительно пересечения нитей можно осуществить с погрешностью менее 30". Она почти не влияет на результаты контроля, что подтверждается путем повторных измерений той же пластины с небольшими изменениями ее ориентирования. Грубая погрешность (0,5—1°) придает форме поверхности несколько астигматичный, седлообразный вид.

### 10.5. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Следующим этапом после определения положения пятен является машинная обработка данных. Вначале определяют центр «тяжести» (группирования) результатов измерений, который принимается за начало системы координат, используемой при редуцировании. Это осуществляют усреднением всех значений координат  $x$  и  $y$  измеренных положений пятен и последующим вычитанием их из каждого измерения. Смысл такой процедуры объясняется тем, что точка пересечения пластины с оптической осью зеркала не известна и определение центра «тяжести» является лучшим способом решения этой проблемы. Случайные или симметричные погрешности контролируемой поверхности приводят к появлению ряда пятен, центр тяжести которых соответствует положению точки пересечения оптической оси и пластины, а погрешности детали, вызывающие систематическое смещение пятен, эквивалентны сдвигу оптической оси из-за ухода центра тяжести. Так как вся поверхность аттестуется равномерно, нет необходимости в средневзвешенной компенсации, используемой при обработке данных в методе радиального экрана.

После того как центр тяжести выбран за начало системы координат, находят разность между вновь определенными величинами  $x$  и  $y$  каждой точки и координатами, которые бы соответствовали им на идеальном зеркале. Последние могут быть получены из расчета геометрического пути луча или из уравнений, аналогич-

ных (9.22) [11]. При контроле упомянутых выше четырехметровых главных зеркал ход лучей определяли, направляя их через центры отверстий в экране и отражая от зеркала к плоскости, необязательно совпадающей с фотопластиной. Отклонения лучей, получаемые из разности координат, могут рассматриваться, как результат расфокусировки. Это особенно справедливо в случае, когда фотопластина расположена не на том же расстоянии от зеркала, что и собирающая плоскость, для которой были вычислены пути лучей. Дефокусировка проявляется в линейном смещении точек пересечения лучей, большем на краю апертуры и меньшем вблизи центра. Это означает, что остаточные отклонения лучей можно привести к оптимальному фокусу путем вычитания линейных членов, определенных независимо от координат  $x$  и  $y$  двумя линейными аппроксимациями по способу наименьших квадратов. Общее уравнение аппроксимации для координаты  $x$  имеет вид

$$\Delta x_0 = A + Bx, \quad (10.10)$$

где  $\Delta x_0$  — составляющая остаточного отклонения луча по оси  $x$ ;  $A$  и  $B$  — константы;  $x$  — координата участка зеркала, для которого определяется отклонение. Область находят проецированием отверстия в экране на зеркало при его наблюдении от точечного источника.

Значения  $\Delta x_0$  получают путем измерений, значения  $x$  также заданы, поскольку известны характеристики экрана; неизвестными являются только константы  $A$  и  $B$ . Они могут быть найдены способом наименьших квадратов из уравнений

$$\sum_{m=1}^N \Delta x_0 = AN + B \sum_{m=1}^N x; \quad (10.11)$$

$$\sum_{m=1}^N x (\Delta x_0) = A \sum_{m=1}^N x + B \sum_{m=1}^N x^2, \quad (10.12)$$

где  $N$  — число отверстий, по которым должно производиться суммирование. Решение этих уравнений просто и еще больше упрощается с использованием симметричных экранов. В результате для каждой координаты  $x$  отверстия получают парное отрицательное значение. Как следствие этого суммирование по  $x$  приводит к нулю и уравнения (10.11) и (10.12) преобразуются к виду

$$\sum_{m=1}^N \Delta x_0 = AN; \quad (10.13)$$

$$\sum_{m=1}^N x (\Delta x_0) = B \sum_{m=1}^N x^2. \quad (10.14)$$

Отсюда находят значения констант  $A$  и  $B$ , причем  $A$  будет равна нулю, если координата  $x$  центра тяжести определена точно

[уравнение (10.13) представляет собой формулу для вычисления центра тяжести, выбранного за начало системы координат].

После определения констант значения остаточных отклонений лучей в наилучшем фокусе можно получить из уравнений (10.13), (10.14) и (10.10) вычитанием линейных членов и независимых констант

$$\Delta x = \Delta x_0 - A - Bx, \quad (10.15)$$

где  $\Delta x$  — координата  $x$  остатка, определяемая из уравнения (10.13);  $\Delta y$  — координата  $y$  остатка, которую находят из уравнений (10.13—10.15) при замене  $x$  на  $y$ .

Полученные значения можно использовать для оценки распределения световой энергии в отраженном контролируемым зеркалом пучке. Это осуществляется подсчетом числа точек, расположенных на расстоянии  $r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$  от начала системы координат. Если контроль осуществляется в центре кривизны и нужно найти распределение энергии в фокусе, значения величины из уравнения (10.15) делят на 2. Этот коэффициент достаточно точен, так как приводит к погрешности, эквивалентной деформации поверхности в  $0,05 \lambda$  на краю зеркала с  $f/2,7$ . Следует помнить, однако, что такое распределение энергии получается в результате анализа на принципах геометрической оптики, а реальное изображение будет искажаться дифракцией. В общем случае это приводит к большей концентрации энергии в центре изображения.

Остатки  $\Delta x$  и  $\Delta y$  можно интегрировать способами, указанными в уравнениях (10.6) и (10.7), для получения отклонений поверхности. Так как для численных методов интегрирования характерно накопление погрешностей, следует быть максимально внимательным для их сокращения. Лучшее всего это осуществлять выбором путей интегрирования, пересечение которых только в одной точке означает, что высота поверхности в любом месте определяется независимыми способами. Имеет смысл также интегрировать вдоль любого пути в прямом и обратном направлении с последующим усреднением полученных результатов.

Схема (рис. 10.10), используемая при анализе двух зеркал диаметром 4 м, следует этим принципам. На первом этапе проводят суммирование по осям  $x$  и  $y$  с использованием в качестве начальной величины значения интеграла другой координаты исследуемой точки. Так как амплитуды погрешностей поверхности, полученные интегрированием по  $x$  и  $y$ , должны быть одинаковыми в каждой точке, результаты усредняют. Затем интегрирование проводится в обратном направлении и результаты вновь усредняют.

Следующий шаг заключается в повороте осей на  $45^\circ$  относительно начала координат и повторении процесса интегрирования с использованием других расстояний между отверстиями и путей интегрирования. Эти вычисления должны дать в принципе те же результаты, что и в первом случае, и полученные таким образом

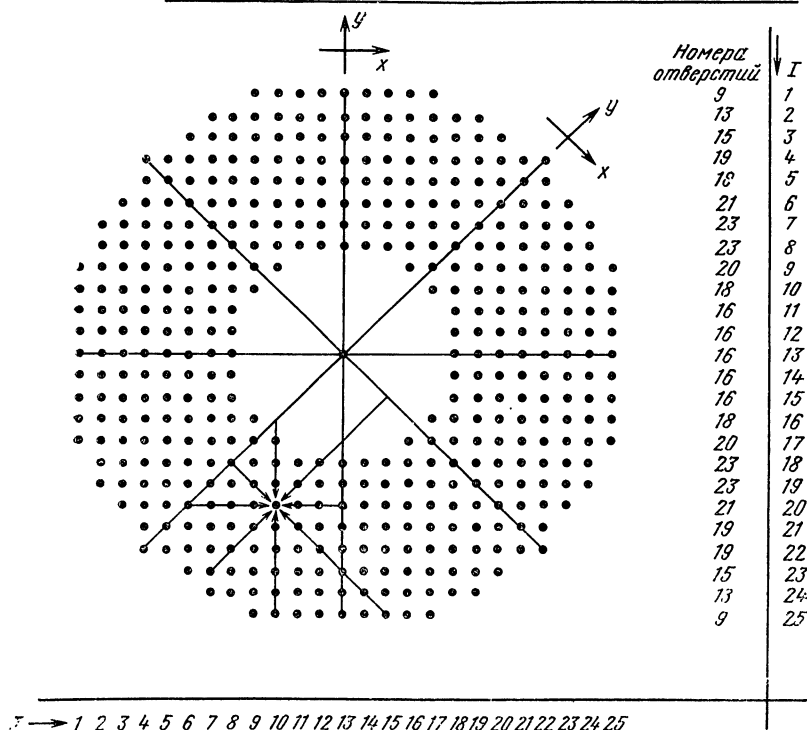


Рис. 10.10. Пути интегрирования для получения значений погрешностей формы поверхности в заданных точках [5]

значения усредняют для каждой точки. В результате значение каждого отклонения поверхности получают по меньшей мере четырьмя, а в большинстве случаев — восемью путями, что приводит к уменьшению систематического накопления ошибок и устранению ложной информации.

Для повышения надежности ее устранения измеряют и обрабатывают данные двух фотопластин, усредняя результаты. Это уменьшает погрешности, вызванные неидеальным качеством фотэмульсии и турбулентностью воздуха между зеркалом и пластиной, а также ошибки измерения.

Для устранения любых остаточных ошибок, вносимых схемой интегрирования или неточностями определения центра тяжести и наилучшего фокуса, производят двухкоординатную аппроксимацию перефокусировки и переориентировки окончательных результатов способом наименьших квадратов. Если такие погрешности имеют место, их можно записать в виде:

$$H = A + Bx + Cy + Dx^2 + Ey^2 + Fxy, \quad (10.16)$$

где  $H$  — отклонение поверхности в некоторой точке;  $A, B, \dots, F$  — неизвестные коэффициенты;  $x$  и  $y$  — проекции координат экрана на зеркало. Тогда система уравнений для способа наименьших квадратов имеет вид

$$\sum H = AN + B \sum x + C \sum y + D \sum x^2 + E \sum y^2 + F \sum xy; \quad (10.17)$$

$$\begin{aligned} \sum xH = & A \sum x + B \sum x^2 + C \sum xy + D \sum x^3 + \\ & + E \sum xy^2 + F \sum x^2y; \end{aligned} \quad (10.18)$$

$$\begin{aligned} \sum yH = & A \sum y + B \sum xy + C \sum y^2 + D \sum x^2y + \\ & + E \sum y^3 + F \sum xy^2; \end{aligned} \quad (10.19)$$

$$\begin{aligned} \sum x^2H = & A \sum x^2 + B \sum x^3 + C \sum x^2y + D \sum x^4 + \\ & + E \sum x^2y^2 + F \sum x^3y; \end{aligned} \quad (10.20)$$

$$\begin{aligned} \sum y^2H = & A \sum y^2 + B \sum xy^2 + C \sum y^3 + D \sum x^2y^2 + \\ & + E \sum y^4 + F \sum xy^3; \end{aligned} \quad (10.21)$$

$$\begin{aligned} \sum xyH = & A \sum xy + B \sum x^2y + C \sum xy^2 + D \sum x^3y + \\ & + E \sum xy^3 + F \sum x^2y^2, \end{aligned} \quad (10.22)$$

где  $N$  равно числу отверстий, по которым проводят суммирование.

Если используется симметричный экран, все суммы нечетных степеней  $x$  или  $y$  (или  $x$  и  $y$ ) равны нулю. Упрощенная система уравнений решается относительно констант  $A, B, \dots, F$ , и результат аппроксимации вычитается из значения  $H$  так, как в уравнении (10.15). Коэффициенты  $B$  и  $C$  характеризуют наклон волнового фронта из-за ошибок центрирования пластин. Если  $D=E$  и  $F=0$ , они представляют ошибку фокусировки. При  $D \neq E$  и  $F=0$  ошибка вызвана астигматизмом по горизонтальной или вертикальной оси, а при  $F \neq 0$  — произвольно ориентированным астигматизмом. Значения  $D, E$  и  $F$  необходимо распечатывать в таблицы для получения информации о любом проявлении аберрации у зеркала. Если астигматизм присутствует, лучше не вычитать его, а вместо уравнения (10.16) использовать зависимость

$$H = A + Bx + Cy + Dx^2 + Dy^2. \quad (10.23)$$

Полученные значения погрешностей формы поверхности распечатывают в таблицы и изображают графически в виде контурных



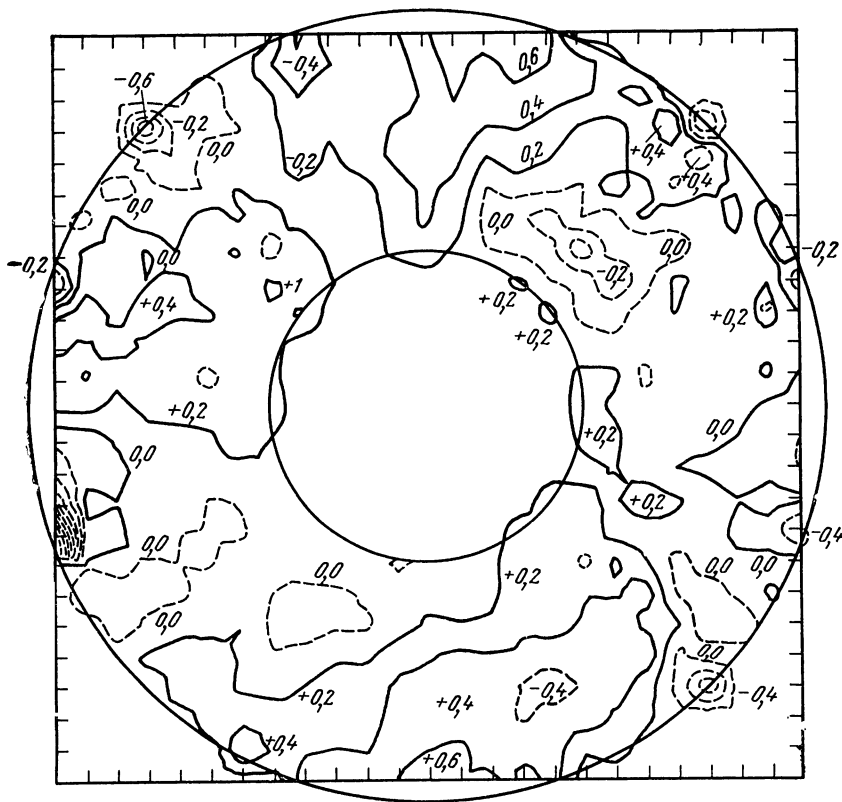


Рис. 10.11 Контурная карта (топограмма) поверхности зеркала на ранних стадиях его обработки. «Бугры» отмечены сплошными линиями, «ямы» — штриховыми. Отклонения указаны в  $\lambda$  ( $\lambda=550$  нм)

карт или топограмм (рис. 10.11). При этом достигается точность около  $0,1 \lambda$ .

На заключительных стадиях обработки зеркал необходимо иметь более детальную и надежную информацию о поверхности. Это достигается суперпозицией и усреднением результатов многократного контроля, сопровождающегося поворотом экрана вокруг центра зеркала [4]. Наложение производят численно на ЭВМ или фотографически, выражая отклонения от нужной формы поверхности изменением плотности на фотопластине. Результаты отдельных измерений для каждого участка используются для получения новых средних значений для всех участков. Такой композиционный метод обеспечивает определение погрешностей формы поверхности с точностью меньше, чем  $0,05 \lambda$ . Этот контроль обеспечивает наблюдение и едва различимых особенностей, характерных для метода ножа, и асимметричных погрешностей, слабо изменяющихся по всей поверхности.

Значения, найденные любым из описанных способов, аппроксимируют методом полинома и получают значения классических aberrаций — комы и астигматизма (см. прил. 2).

## 10.6. МЕТОДЫ МАЙКЕЛЬСОНА И ГАРДНЕРА — БЕННЕТА

Метод, предложенный Майкельсоном для определения погрешностей зеркала [15], основан на интерференции света, отраженного от поверхности детали, освещенной через два отверстия в экране (рис. 10.12). Изображение источника света, представляющего собой щель, освещенную монохроматической лампой, наблюдается в микроскоп. Набор экранов с двумя отверстиями или двухщелевое устройство помещаются перед контролируемой поверхностью. Одно отверстие устанавливается в центре, другое можно передвигать от оси. Интерферирующие пучки наблюдаются в микроскоп. Если волновой фронт сферический, центральная интерференционная полоса точно совпадает с положением изображения щели. Смещение интерференционной полосы от изображения щели, выраженное в долях расстояния между полосами, представляет собой погрешность волнового фронта. Помещая подвижное отверстие в различных точках апертуры, можно получить полную картину интересующих нас погрешностей.

Позднее метод Майкельсона был модифицирован с применением экрана с несколькими диаметрально расположенными отверстиями [3, 14] и применен для контроля линз и зеркал. В устройстве, изображенном на рис. 10.13, интерференция между лучами из соседних отверстий в экране регистрируется не в фокусе, как в методе Майкельсона, а за фокусом или перед ним, как в методе Гартманна. Чтобы интерференция имела место, расфокусировка должна быть достаточно малой. Отклонение центральной полосы от идеального положения указывает на разность фаз между участками волнового фронта от двух отверстий, как и в методе Майкельсона.

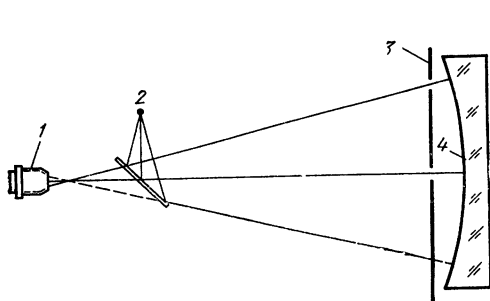


Рис. 10.12. Установка для контроля методом Майкельсона. Центральное отверстие закреплено неподвижно, второе — перемещается в процессе измерения по всей сферической поверхности:

1 — микроскоп; 2 — монохроматический источник света; 3 — экран с двумя отверстиями; 4 — контролируемое зеркало

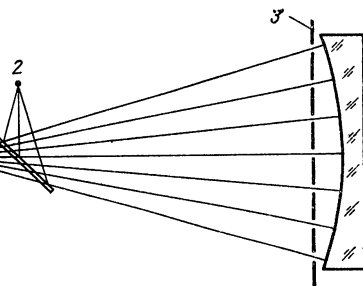


Рис. 10.13. Схема установки для контроля методом Гарднера — Беннета:

1 — фотопластина; 2 — монохроматический источник света; 3 — экран с отверстиями по диаметру

Хотя эти варианты контроля и не получили большого распространения, их стоит исследовать для потенциального использования в нетипичных условиях контроля (см. список литературы в конце главы).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Материал данной главы свидетельствует о том, что лучшим способом контроля зеркал, которые не могут быть изолированы от воздействия вибраций или турбулентности воздуха, является анализ с помощью экранов. Наиболее равномерный и тщательный анализ поверхности осуществляется при помощи экранов с квадратным расположением отверстий. Более того, метод квадратной матрицы позволяет уменьшить ошибки, вносимые при обработке результатов измерений и получении погрешности формы поверхности контролируемого зеркала. Метод квадратного экрана предполагает использование ЭВМ для обработки данных ввиду большого числа контролируемых точек и значительного объема вычислений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ahlberg J. H., Nilson E. N., Brown J. L.** The Theory of Splines and Their Applications, Academic Press, New York, 1967.
2. **Cornejo A., Malacara D.** Wavefront Determination Using Ronchi and Hartmann Tests, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 2, 127 (1976).
3. **Gardner I. C., Bennett A. H.** A Modified Hartmann Test Based on Interference. *J. Opt. Soc. Am.*, 11, 441 (1921).
4. **Ghozeil I.** Use of Screen Rotation in Testing Large Mirrors, *Soc. Photo-Opt. Inst. Eng.*, 44, 247 (1974).
5. **Ghozeil I., Simmons J. E.** Screen Test for Large Mirrors, *Appl. Opt.* 13, 1773 (1974).
6. **Hartmann J.** Bemerkungen uber den Bau und die Justrung von Spektrographen, *Zt. Instrumentenk.*, 20, 47 (1900).
7. **Hartmann J.** Objektivuntersuchungen, *Zt. Instrumentenk.*, 24, 1 (1904).
8. **Hochgraf N. A.** Angular Surface Measurements by Scanning Penta-Prism Test, Improved and Extended, *J. Opt. Soc. Am.*, 61, 655 (1971).
9. **Hooker R. B.** Automated, Non-interferometric Device for Testing Large Optical Surfaces, *J. Opt. Soc. Am.*, 61, 655 (1971).
10. **Kingslake R.** The Absolute Hartmann Test, *Trans. Opt. Soc.*, 29, 133 (1927—1928).
11. **Malacara D.** Geometrical Ronchi Test of Aspherical Mirrors, *Appl. Opt.*, 4, 1371 (1965).
12. **Malvick A. J.** Theoretical Elastic Deformation of the Steward Observatory 230 cm and the Optical Sciences Center 154-cm Mirrors, *Appl. Opt.*, 11, 575 (1972).
13. **Mayall N. U., Vasilevskis S.** Quantitative Tests of the Lick Observatory 120-Inch Mirror, *Astron. J.*, 65, 304, (1960); reprinted in *Lick Obs. Bull.* No. 567, 1960.
14. **Merland M. A.** Sur la Méthode de MM. Michelson et Cotton pour l'Etude des Systemes Optiques, *Rev. Opt.*, 3, 401 (1924).
15. **Michelson A. A.** On the Correction of Optical Surfaces, *Astrophys. J.*, 47, 283 (1918).
16. **Pearson E. T.** Design Philosophy of the Primary Mirror Supports for the KPNO 150-inch Telescope, Kitt Peak National Observatory, AURA Engineering Technical Report No. 5, Tucson, Ariz., 1968.
17. **Rayces J. L.** Exact Relation between Wave Aberration and Ray Aberration, *Opt. Acta.*, 11, 85 (1964).

18. Schulte D. H. A Hartmann Test Reduction Program, Appl. Opt. 7, 119 (1968).
19. Shack R. B., Platt B. C. Production and Use of a Lenticular Hartmann Screen (abstract only); J. Opt. Soc. Am., 61, 656 (1971).
20. Simmons J. E., Ghozeil I. Double-Option Technique for Testing Large Astronomical Mirrors (abstract only), J. Opt. Soc. Am., 61, 1586 (1971).
21. Stavroudis O. N., Sutton L. E. Spot Diagram for the Prediction of Lens Performance from Design Data, U. S. Department of Commerce, National Bureau of Standards Monograph No. 93, Washington, D. C., 1965.
22. Vitrichenko E. A. Methods of Studying Astronomical Optics. Limitations of the Hartmann Method, Sov. Astron., 20, 373, 1976 (оригинал на русском языке: *Астрономический журнал*, 20, 373, 1976).
23. Vitrichenko E. A., Katagarov F. K., Lipovetskaya B. G. Methods of Investigation of Astronomical Optics. II: Hartmann Method, Izv. Spetz. Astrofiz. Obs., 7, 167, 1975 (оригинал на русском языке: *Известия специальной астрофизической обсерватории*, 7, 167, 1975).

### Дополнительная литература

#### *Контроль методом Гартманна с использованием радиального экрана*

- Bowen I. S.** Final Adjustments and Tests of the Hale Telescope, Publ. Astron. Soc. Pac., 62, 91 (1950).
- Fox P.** An Investigation of the Forty-Inch Objective of the Yerkes Observatory, Astrophys. J., 27, 237 (1908).
- Hartmann J.** Objektivuntersuchungen, Zt. Instrumentenk., 24, 33 (1904).
- Hartmann J.** Objektivuntersuchungen, Zt. Instrumentenk., 24, 97 (1904).
- Hoag A. A. et al.** Installation, Tests and Initial Performance of the 61-Inch Astrometric Reflector, Publications of the United States Naval Observatory, Vol. 20, Part 2, Washington, D. C., 1967.
- Kingslake R.** Application of the Hartmann Test to the Measurement of Oblique Aberrations, Trans. Opt. Soc., 27, 221 (1925—1926).
- Kingslake R.** The Measurement of the Aberrations of a Microscope Objective, J. Opt. Soc. Am., 26, 251 (1936).
- Lehmann H.** Anwendung der Hartmann'schen Methode der Zonenprüfung auf astronomische Objective. I Zt. Instrumentenk., 22, 103 (1902).
- Lehmann H.** Anwendung der Hartmann'schen Methode der Zonenprüfung auf astronomische Objective, II, Zt. Instrumentenk., 22, 325 (1902).
- Malacara D.** Hartmann Test of Aspherical Mirrors, Appl. Opt., 11, 99 (1972).
- Martin L. C.** Technical Optics, Vol. 2, 2nd ed., Pitman, London, 1954, p. 280.
- Plaskett J. S.** 82-Inch Mirror of McDonald Observatory, Astrophys. J., 89, 84 (1939).
- Stetson H. T.** Optical Tests of the 69-Inch Perkins Observatory Reflector, J. Opt. Soc. Am., 23, 293 (1933).
- Tull R. G.** Shop-Testing a 107-Inch Telescope Mirror, Sky Telesc., 36, 213 (1968).
- Van Breda I. G.** The Adjustment of Telescopes Using the Hartmann Test, Mon. Not. R. Astron. Soc., 144, 73 (1969).
- Van Zuylen L.** Zur qualitativen Untersuchung der sphärischen abweichung optische System, Physica, 3, 243 (1936).
- Washer F. E.** An Instrument for Measuring Longitudinal Spherical Aberration of Lenses, J. Res. Nat. Bur. Stand., 43, 137 (1949).

#### *Контроль методами Майкельсона и Гарднера — Беннетта*

- De M., Sen Gupta M. K.** Measurement of Wave Aberrations of Microscope and Other Objectives, J. Opt. Soc. Am., 51, 158 (1961).
- Vaidya W. M., Sen Gupta M. K.** Measurement of Axial and Off-Axis Geometrical Aberrations of Microscope Objectives, J. Opt. Soc. Am., 50, 467 (1960).

## ГЛАВА 11

# Методы контроля по звезде

*В. Т. Велфорд*

Контроль по звезде является, пожалуй, одним из основных и наиболее простых методов исследования оптических систем, формирующих изображение: исследуют изображение точечного источника, образованное системой, и судят о ее качестве по его отклонению от идеальной формы. Данный метод можно сделать количественным с помощью, например, техники фотоэлектрических измерений, но на практике контроль по звезде в производственных условиях почти всегда выполняется визуально и «полуколичественно». Ниже будет рассмотрен в основном визуальный метод. Методы контроля по звезде можно разделить на две группы: а) методы контроля очень малых aberrаций, равных или чуть меньших предела допуска Штреля\* и б) методы, по которым изучаются сравнительно большие aberrации. Группу (а) составляют методы контроля объективов микроскопов и телескопов, группу (б) — методы контроля объективов камер; измерения по звезде здесь используются, например, для построения поверхностей астигматического поля или для оценки поперечной хроматической aberrации.

Монохроматическое изображение точечного источника, или, как оно часто называется, функция рассеяния точки\*\*, имеет очень сложную структуру, сильно зависящую от геометрических aberrаций, но вряд ли уместно подробно рассматривать этот вопрос в книге о практических методах. Кроме того, всегда можно вычислить функцию рассеяния точки, исходя из aberrаций, хотя на практике такие вычисления требуют больших затрат машинного времени. Нам хотелось бы иметь возможность оценивать aberrации, исходя из формы функции рассеяния точки, однако для общего случая это в принципе невозможно. Для случая осесимметричной aberrации такие вычисления можно осуществить по результатам тщательных измерений распределения световой интенсивности в изображении звезды. Нам приходится производить оценку, основанную на многочисленных примерах функций рассеяния точки, вычисленных и сфотографированных для случая известных aberrаций. Таким образом, контроль по звезде является «полуколичественным» и для получения наилучших результатов необходим значительный опыт. Тем не менее благодаря высокой чувствительности, производительности и надежности метод по-прежнему остается весьма перспективным. Например, он с успехом используется для окончательной юстировки воздушного промежутка в микрообъективах с большой числовой апертурой, позволяя испытывать ряд значений промежутков с их быстрой повторной проверкой.

По результатам контроля этим методом имеется ограниченное число публикаций. Основной книгой по-прежнему считают монографию Тейлора [15]. Полезные описания метода даны Мартином [10] и Твайманом [16], причем последняя монография воспроизводит большую часть описательного материала Тейлора.

В п. 11.1 рассмотрены принципы и результаты вычислений, в п. 11.2 и 11.3 описаны методы в применении к системам соответственно с малыми и большими aberrациями.

---

\* Когда интенсивность центрального максимума составляет 80% интенсивности идеального центрального максимума, считается, что предел допуска Штреля достигнут.

\*\* Функция рассеяния оптической системы.— *Прим. ред.*

## 11.1. ПРИНЦИПЫ КОНТРОЛЯ ПО ЗВЕЗДЕ ДЛЯ СЛУЧАЯ МАЛЫХ АБЕРРАЦИЙ

При контроле по звезде систем, приближающихся по своему качеству к дифракционному пределу (не считая хроматической аберрации), в качестве исходной необходима информация о виде функций рассеяния точки для систем с малыми аберрациями. Такая информация представлена без подробного математического описания в п. 11.1.1—11.1.5.

Фотографии и результаты вычислений функций рассеяния точки можно найти в любой литературе по прикладной оптике, хотя зачастую они представлены не в той форме, которая была бы наиболее удобна для их практического использования. Один из наиболее удачных наборов фотографий представлен Тейлором [15] и впоследствии воспроизводился во многих публикациях, например в работе Мартина [10].

Среди других фотоснимков можно упомянуть содержащиеся в работах Нинхейса [12] и Борна и Вольфа [4]; однако следует заметить, что Нинхейс некоторые из своих лучших снимков функции рассеяния точки делал на когерентном фоне для того, чтобы усилить вторичные кольца и полосы, и это несколько снижает их практическую ценность. Строго говоря, при контроле по звезде нельзя полагаться ни на один такой снимок, так как нелинейность фотоэмульсии накладывается на нелинейность полутонового процесса; поэтому в данной главе мы даем только графическое представление функций рассеяния точки.

### 11.1.1. Безабберационная картина Эйри

На рис. 11.1 представлена картина Эйри — монохроматическая безабберационная функция рассеяния точки для системы с круглой апертурой и равномерным пропусканием. На рис. 11.2 она же изображена для логарифмической вертикальной шкалы. Легко заметить, что на рисунках изображена зависимость интенсивности света (вертикальная ось) от радиального расстояния от центра изображения (горизонтальная ось). Примем интенсивность света в центре картины Эйри за единицу. Радиальная координата точки, лежащей в плоскости изображения, представлена выражением

$$z = (2\pi/\lambda) \sin \alpha \eta, \quad (11.1)$$

где  $\lambda$  — длина световой волны;  $\alpha$  — угол сходимости (конический полуугол) лучей, образующих изображение;  $\eta$  — действительное радиальное расстояние. Радиальная координата, таким образом, является безразмерной, и часто считается, что она выражается в дифракционных или  $z$ -единицах. В этом случае радиус первого темного кольца в картине Эйри равен  $3,83$   $z$ -единицы, причем размер

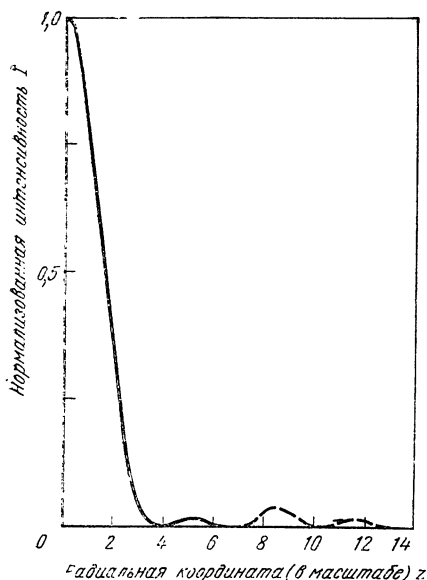


Рис. 11.1. Картина Эйри — безаберрационное изображение яркой точки, полученное в монохроматическом свете системой с круговой апертурой. На рисунке построена зависимость нормализованной интенсивности  $I = [2J_1(z)/z]^2$ , где  $z = (2\pi/\lambda)\sin \alpha \cdot \eta$ ;  $\alpha$  — угол сходимости пучка, формирующего изображение;  $\eta$  — расстояние (по радиусу) от центра апертуры. Второе и третье кольца построены в десятикратном масштабе по оси ординат

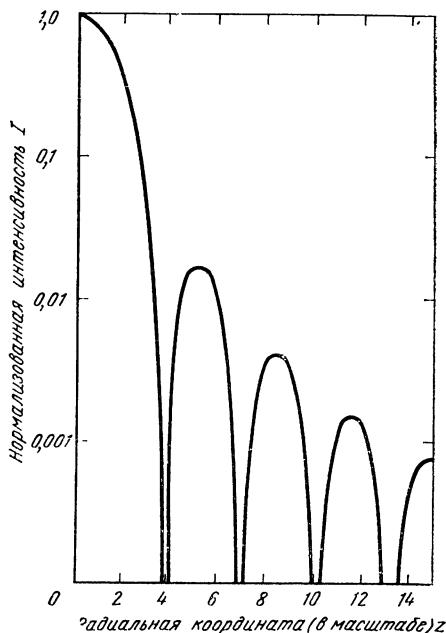


Рис. 11.2. Картина Эйри, построенная для нормализованной интенсивности  $I$  в логарифмическом масштабе по радиальной оси ординат  $z$

### 11.1. Картина Эйри, $I = (2J_1(z)/z)^2$

1. Радиусы темных колец (нулевые значения функции Бесселя первого порядка,  $J_1$ ):

Номер кольца	1	2	3	4	5	6
Радиус	3,83	7,02	10,17	13,32	16,43	19,62

2. Радиусы и интенсивности ярких колец (нулевые значения функции Бесселя второго порядка,  $J_2$ ):

Номер кольца	1	2	3	4
Радиус	5,14	8,42	11,62	14,80
Интенсивность	0,0175	0,00416	0,00160	0,000781

3. Полуширина: радиус, при котором интенсивность равна 0,5, составляет 1,615 (это значительно меньше, чем половина радиуса первого темного кольца)

4. Энергия по кольцам — часть общего светового потока, заключенная внутри круга, имеющего общий центр с центральным максимумом; определяется из выражения  $1 - J_0^2(z) - J_1^2(z)$ :

Радиус	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8
Поток	0,0605	0,221	0,617	0,817	0,838	0,861	0,901	0,910	0,916

(см. также рис. 11.3)

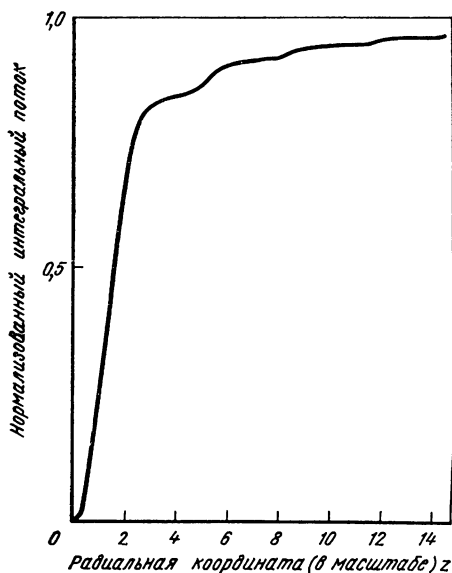


Рис. 11.3 «Энергия по кольцам» — часть общего светового потока в пределах кольца радиусом  $z$  в плоскости изображения (см. также табл. 11.1)

$z$ -единицы может быть легко вычислен. Учитывая важное значение картины Эйри при контроле по звезде, приводим в табл. 11.1 некоторые из ее числовых характеристик, в том числе значения функции «энергии по кольцам», определяющей размер части общего потока в пределах кольца на заданном радиусе от центра. Принцип «энергии в кольце» неоднократно предлагался в качестве дальнейшего усовершенствования контроля по звезде [1], но его практическая реализация оказывалась слишком сложной, и он не получил широкого внедрения. В настоящее время эта функция используется лишь для оценки и характеристики свойств картины Эйри (рис. 11.3).

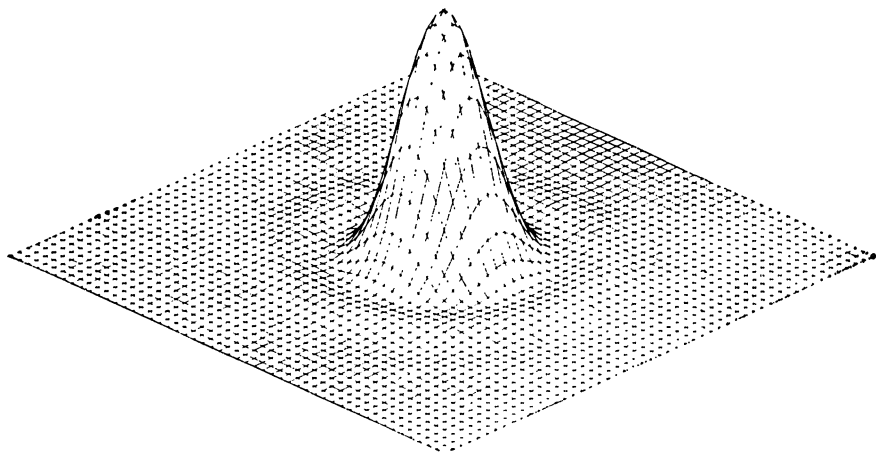


Рис. 11.4. Картина Эйри в виде «дифракционного тела»; 2,5 клетки в горизонтальной плоскости соответствуют одной  $z$ -единице (данные М. В. Л. Вилера)

На рис. 11.4 показан возможный способ изображения картины Эйри; вертикальная высота здесь определяется относительной интенсивностью. Такая фигура иногда называется «дифракционным телом». На рис. 11.5 она же изображена с увеличением по вертикали для того, чтобы показать все детали внешних колец.



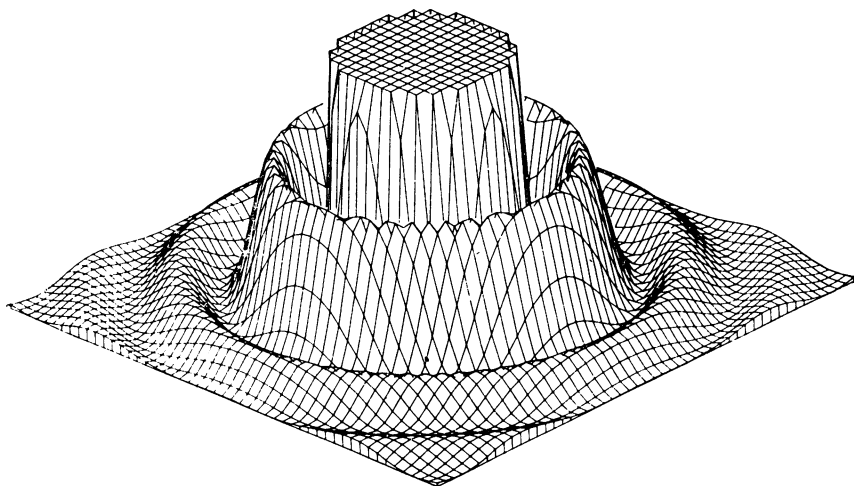


Рис. 11.5. Дифракционное тело (см. рис. 11.4) с увеличением по вертикальной оси и с вер-  
хушкой, срезанной до 0,03 относительной интенсивности (данные М. В. Л. Вилера)

### 11.1.2. Расфокусированная картина Эйри

Еще на раннем этапе в практике применения контроля по звезд-  
де установили, что этот метод оказался очень удобным для исследо-  
вания функции рассеяния расфокусированной точки по обе стороны  
от плоскости. Может показаться парадоксальным, но обнаружено,  
что гораздо проще оценивать aberrации, исходя из расфокусирован-  
ного изображения, чем по изображению в плоскости наилучшего  
фокуса. На рис. 11.6 показаны контуры линий постоянной интен-  
сивности (изофоты) в плоскости, содержащей оптическую ось. По вер-  
тикальной оси отложены радиальные координаты в плоскости изо-  
бражения, по горизонтальной — значения расфокусировки вдоль  
центрального луча. Координаты плоскости изображения и дефоку-  
сировки являются такими же безразмерными, как и координаты на  
рис. 11.1 и 11.2. Масштабы осей координат таковы, что геометриче-  
ский конус лучей имел бы полуугол  $45^\circ$ , но за счет использования  
соответствующих значений угла сходимости и длины волны диа-  
грамма может представлять любой конус\*. Полное распределение  
света получается при вращении фигуры вокруг главного луча.

Отметим несколько характерных черт такого распределения.  
Оно симметрично относительно действительной фокальной плоско-  
сти (при условии, что центральный максимум намного меньше

---

\* Следует заметить, что сказанное справедливо при условии, если диаметр  
первого темного кольца значительно меньше диаметра выходного зрачка опти-  
ческой системы. Такая ситуация возникает при проведении большинства произ-  
водственных испытаний, но иногда может случиться, что угол сходимости очень  
мал, и тогда рис. 11.6 не будет представлять верную картину. Чаше это случа-  
ется с коллимированными лучами с гауссовым профилем, получаемыми в одно-  
модовом лазере ( $TM_{00}$ ).

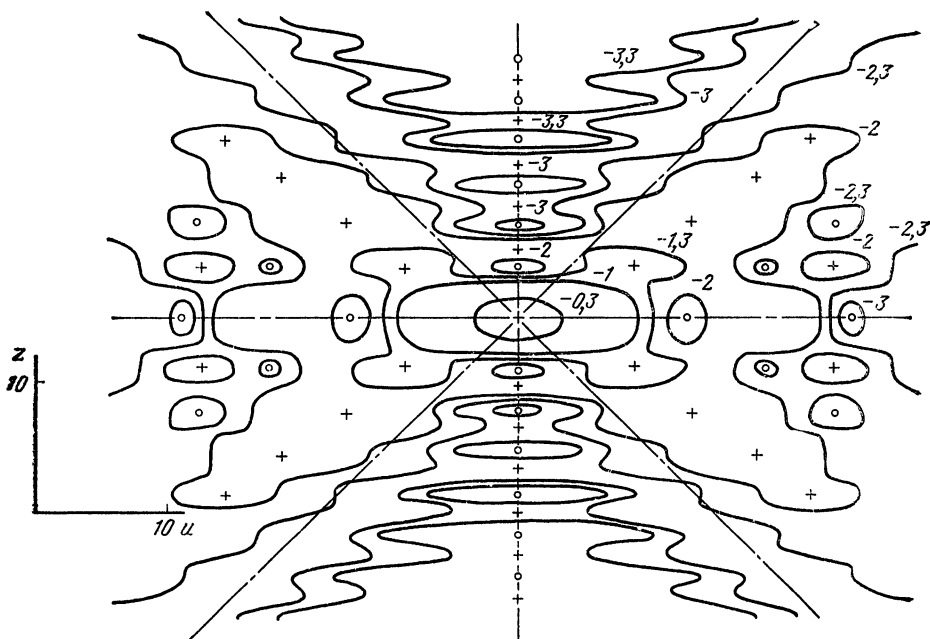


Рис. 11.6. Изофоты (линии равной интенсивности) в расфокусированной картине Эйри. Линия  $z=u$  является границей светового конуса. Кругжками показано положение минимальных значений интенсивности (нули на осях), крестиками — максимальных. Контуры оцифрованы значениями логарифма интенсивности (данные Дж. Дейнги)

выходного зрачка). Вдоль оси на равных расстояниях друг от друга имеются нулевые точки (темные пятна, кроме одного, отсутствующего в фокальной плоскости), чередующиеся с максимумами. На рис. 11.7 показана интенсивность вдоль оси. Изображенные на рис. 11.6 внефокальные картины состоят из ярких и темных колец, расширяющихся при увеличении расфокусировки. Это следует из рис. 11.6 и с еще большей очевидностью из рис. 11.8, также представляющего собой систему изофот, но взятых в пределах только одной четверти симметричной картины и большего диапазона обеих координат. Изофоты отмечаются десятичными логарифмами относительной интенсивности, чтобы захватить больший диапазон интенсивности на диаграмме. На рис. 11.8 видно, что типичная расфокусированная картина, знакомая каждому, кто наблюдал функции рассеяния точки, представляет собой набор почти равноудаленных друг от друга колец. Их интенсивность увеличивается по направлению к внешней стороне, причем крайнее кольцо ярче, шире и больше в диаметре, чем можно ожидать, исходя из общей прогрессии колец. Фактически кольца не так четко распределяются по возрастанию, как может показаться вначале. Это можно обнаружить при исследовании монохроматической функции рассеяния точки или изучении рис. 11.8. Четкость легко нарушается малыми aberrациями, что является полезным свойством и важным

Рис. 11.7. Интенсивность в центре расфокусированной картины Эйри. График построен для отношения  $[(\sin 0,25u)/(0,25u)]^2$ , где  $u = (2\pi/\lambda)\xi \sin^2 \alpha$ ;  $\alpha$  — угол сходимости пучка;  $\xi$  — величина расфокусировки

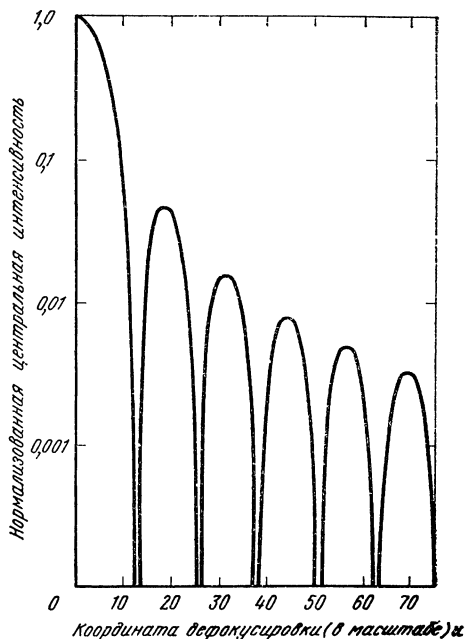
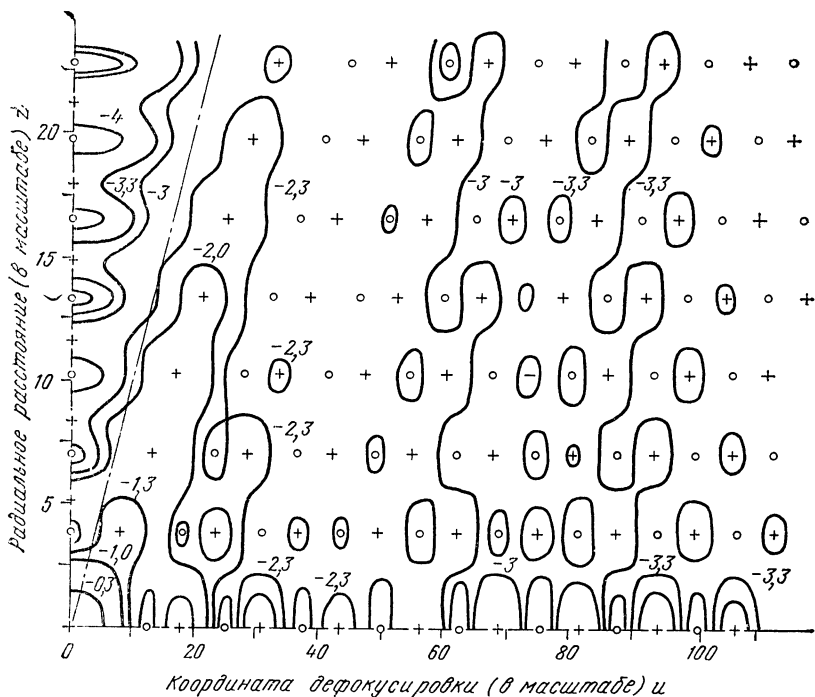


Рис. 11.8. Изофоты в расфокусированной картине Эйри. На диафрагме представлен диапазон расфокусировки, больший, чем на рис. 11.66. Штриховая линия  $z=u$  определяет границы светового конуса, формирующего картину. Кружками показано положение минимальных значений (нули на осях), крестиками — максимальных. Контуры оцифрованы значениями логарифма интенсивности, нормированной к единице (данные Дж. Дейнти)



достоинством контроля по звезде. По мере постепенного увеличения расфокусировки кажется, что из центра появляются новые кольца и расширяются, захватывая всю картину подобно зыби на воде.

Некоторые из этих и других эффектов, описанных в п. 11.1.5, можно проиллюстрировать фотоснимками, сделанными Канье и др. [5]; Бейзер [2] представил перспективный эскиз распределения интенсивности вдоль фокуса, а Тейлор и Томпсон [14] сообщили о результатах тщательных измерений, подтверждающих предсказанные распределения.

### 11.1.3. Белый свет

Явления, описанные в п. 11.1.2 и 11.1.3, возникают при использовании монохроматического источника. Все характеристики функции рассеяния точки — диаметры темных колец, расстояния между осевыми минимумами и т. п. — прямо пропорциональны длине волны света. Таким образом, даже если оптическая система и не имеет хроматической аберрации, при ее контроле по звезде можно ожидать появления цветовых эффектов. Как правило, они не очень заметны, поэтому для контроля большинства отражающих систем можно использовать белый свет, не опасаясь искажающего воздействия слабых хроматических эффектов.

Контроль по звезде преломляющих систем легко обнаруживает «вторичный спектр» — остаточную хроматическую аберрацию, но нас редко интересует непосредственный контроль степени хроматической коррекции, поскольку хроматизм определяется общим выбором типов стекла и оптической силой деталей и на него влияют только достаточно грубые погрешности оптической схемы, серьезно сказывающиеся и на других аберрациях. Поэтому при контроле преломляющих систем следует использовать либо лазер (см. п. 11.2.2), либо достаточно узкий спектральный участок, выделенный с помощью светофильтра (см. п. 11.3.1). Таким способом легче обнаружить монохроматические аберрации. Они обычно и являются объектом производственного контроля, так как поддаются коррекции путем изменения воздушных промежутков.

Линфут и Вольф [8] вычислили общий световой поток в полихроматических изображениях звезды в телескопах-рефракторах, нормированный с учетом кривой видимости человеческого глаза. Эти результаты представляют большой интерес для оптиков-конструкторов, особенно потому что они были выполнены для существующих типов телескопических объективов. Но они, вероятно, не очень полезны для контроля по звезде, поскольку в натуральных условиях изменяющиеся цвета производят такое же зрительное впечатление, как и полная яркость. Чаше они лишь показывают, как из вторичных спектральных эффектов возникают наблюдаемые изменения интересующего нас цвета.

### 11.1.4. Системы с центральным экранированием

Большинство крупных телескопов и многие другие оптические системы имеют центральное пятно в зрачке за счет вторичного зеркала. Влияние центрального экранирования (виньетирования) на функцию рассеяния точки довольно интересно. Отметим три основных эффекта:

а) центральный максимум становится уже;

б) яркость внешних колец становится переменной — одни ярче, другие слабее;

в) расстояние вдоль оси между темными пятнами увеличивается.

Детальное теоретическое исследование, выполненное Линфутом и Вольфом [9], показано, что если коэффициент экранирования (по диаметру, а не по площади) обозначен через  $\varepsilon$ , осевое расширение характеристик становится пропорциональным степени  $(1 - \varepsilon^2)^{-1}$ . На рис. 11.9 показана фокальная картина при коэффициенте экранирования  $\varepsilon = 0,25$ , характерном для астрономических телескопов. Упомянутые выше особенности а и б становятся очевидным при сравнении картины с рис. 11.2. Линфут и Вольфом [9] получены диаграммы изотот, показывающие внефокальные эффекты.

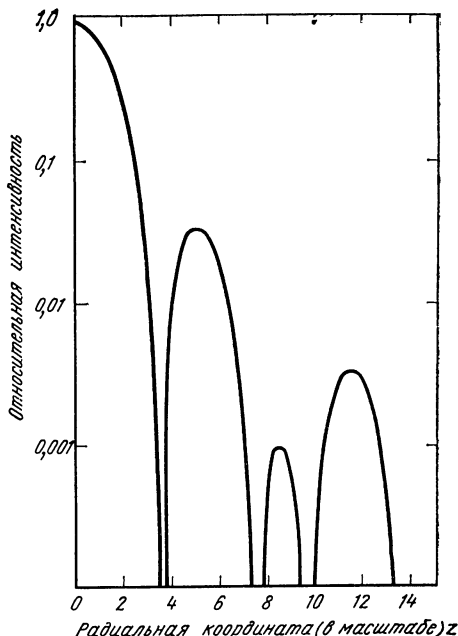


Рис. 11.9. Фокальная функция рассеяния точки для системы с круговой апертурой и центральным экранированием в  $1/4$  величины диаметра. Сравняя ее с рис. 11.2, можно оценить влияние экранирования на интенсивность освещения в центре и во внешних кольцах

### 11.1.5. Влияние малых aberrаций

В практике оптических расчетов термин «малые aberrации» означает обычно искажающее отклонение волнового фронта от идеальной сферической формы на величину порядка  $\lambda/4$ . Это вызвано тем, что система aberrационных допусков, основанная на критерии Штреля, приводит к величинам данного порядка. Общепринято мнение, что в случае, когда aberrации находятся в пределах указанного допуска, их влиянием на изображение протяженных объектов можно пренебречь. Такую оптическую систему называют системой, работающей на дифракционном пределе\*. Хотя четверть-

\* Часто при этом используется термин «Критерий Релея», поскольку четвертьволновый предел впервые был предложен именно им.

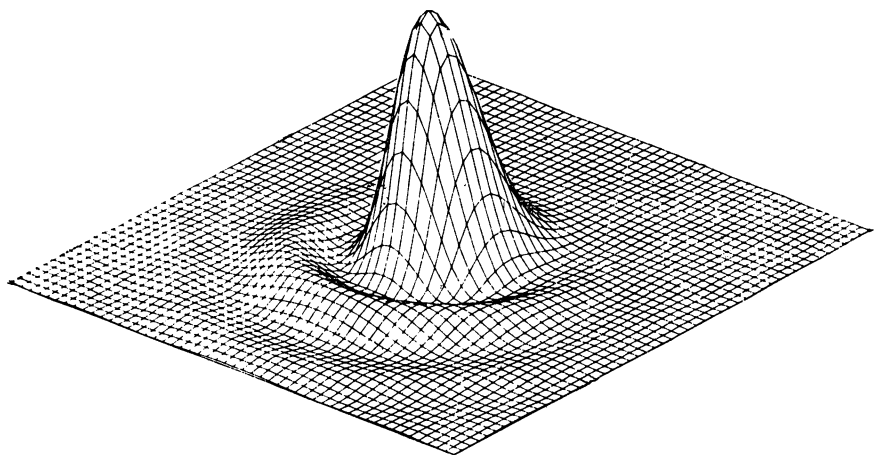


Рис. 11.10. Дифракционное тело при коме, равной  $0,6\lambda$ , когда критерий Штреля выполнен (данные М. В. Л. Вилера)

волновые aberrации практически не сказываются на качестве изображения, их присутствие легко обнаружить при контроле по звезде. Более того, вполне реально обнаружить погрешности, равные или чуть меньшие  $\lambda/20$  (в зависимости от вида aberrаций).

Система aberrационных допусков Штреля объяснена, например, Борном и Вольфом [4]. Она базируется на утверждении, что первоначальный эффект от внесения небольших aberrаций любого вида в волновой фронт, формирующий функцию рассеяния точки, заключается лишь в незначительном уменьшении максимальной интенсивности; ширина центрального максимума не изменяется, а часть общего потока из центра перераспределения во внешние кольца. За предельное значение допуска принимают обычно 20%-ное уменьшение максимальной интенсивности, причем существуют достаточно простые формулы [4] для подсчета величины различных aberrаций, дающей такой предел. Неоценимый при расчетах оптических систем критерий Штреля малополезен в производственной практике, так как глаз наблюдателя ненадежен при оценке изменений уровня абсолютной интенсивности. Уже упоминалось, что во многих случаях можно обнаружить изменения интенсивности по величине гораздо меньше предела Штреля. Это можно понять из рассмотрения фотографий функций рассеяния точки в присутствии aberrаций, помещенных в некоторых из уже упоминавшихся работ. Борн и Вольф [4] рис. 9.8 воспроизводят фотографию комы, приближающуюся по величине к критерию Штреля (снимок Нинхейса [12]). Легко заметить, что это aberrированная функция рассеяния точки. Она же представлена на рис. 11.10, изображающем «дифракционное тело» для комы при выполнении критерия Штреля. Опыт показывает, что полуколичественные

методы, описанные Тейлором [15], исключительно чувствительны, однако оценить предел чувствительности очень трудно, поскольку он зависит от вида аберрации, например, от того, быстро или медленно изменяется форма волнового фронта в пределах апертуры. Исследуя сферическую аберрацию, Велфорд [19] обнаружил, что можно заметить величину  $\lambda/20$  медленно и  $\lambda/60$  быстро изменяющейся аберрации.

## 11.2. ПРАКТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ КОНТРОЛЯ МАЛЫХ АБЕРРАЦИЙ

Обсудим более подробно эффекты, которые следует ожидать при визуальном контроле по звезде систем с небольшими аберрациями, считая, что используется приблизительно монохроматический свет.

### 11.2.1. Ожидаемые эффекты

Асимметрия фокальной картины означает наличие комоподобной аберрации. Это может быть кома, возникающая из-за ошибок сборки — плохого центрирования деталей и т. п. (при этом часто наблюдаются асимметричные цветовые эффекты), либо кома из-за децентрировки или неравномерного распределения показателя преломления линзы. Иногда источником комоподобного эффекта является асимметричное изменение фаз при отражении света от зеркальной поверхности (например, за счет неравномерного многослойного диэлектрического покрытия). Если при этом зеркало используется для значительного отклонения луча с получением большого угла сходимости, то асимметричное изменение фаз может привести к комоподобным эффектам из-за изменяющихся углов падения в сечении пучка.

Асимметрию всегда четче видно в расфокусированном изображении; при коме, в частности, наблюдается очень заметный эффект внефокальной асимметрии. Данным явлением пользуются для обнаружения положения оси или центра поля системы, в частности в применении к телескопическим астрономическим объективам.

При небольшом астигматизме в фокусе возникает эффект в виде «мальтийского креста», и вновь мы получаем значительный выигрыш в точности наблюдений при расфокусировке. Эффект изменения направления астигматических фокальных линий, имеющий место при перемещении через фокальную область, легко обнаруживается даже для погрешностей, значительно меньших предела Штреля. Естественно, что в осевой функции рассеяния точки качественно рассчитанной системы не должно быть ни астигматизма, ни комы; самым важным параметром, который в этом случае можно оценить, является степень коррекции сферической аберрации. При этом почти ничего нельзя получить из изучения только фокального изображения (кроме случая больших аберраций, см. п. 11.3.1), а потому и здесь очень важно использовать расфокусировку. При описании данных эффектов будем использовать общепринятые тер-

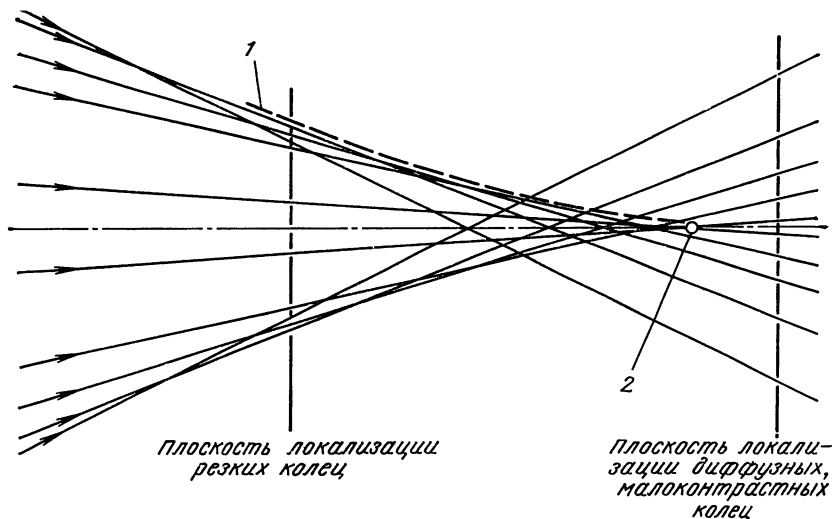


Рис. 11.11. Зональная сферическая aberrация — теоретическая интерпретация, показывающая эффекты, возникающие при этом:

1 — каустика; 2 — параксиальный фокус

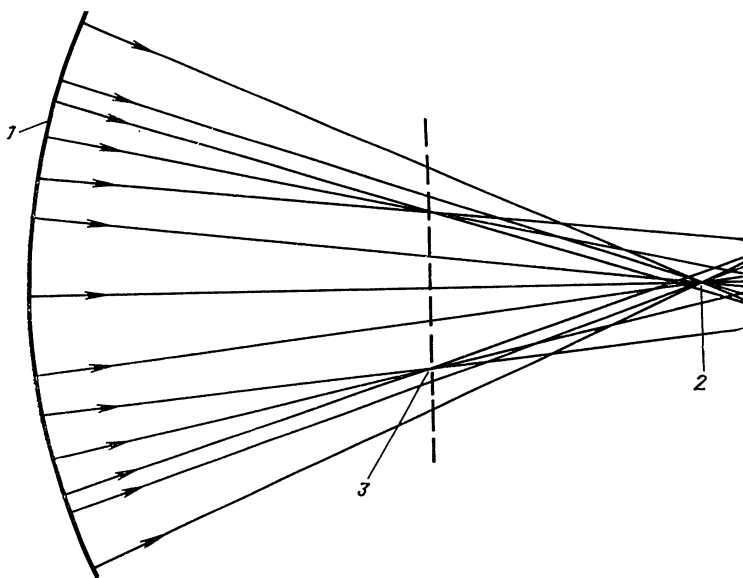


Рис. 11.12. Влияние зональной погрешности волнового фронта на сходимость лучей:

1 — вогнутый участок на волновом фронте; 2 — главный фокус; 3 — плоскость локализации резких, ярких колец



мины «недоисправление» и «переисправление» aberrации\*. «Недоисправление» означает, что для сферической aberrации первого порядка лучи, исходящие из края зрачка, фокусируются ближе к оптической системе, чем параксиальные лучи (если образуется действительное изображение); при избыточной коррекции происходит обратное. Аналогично некоторая зона апертуры имеет «недоисправление», если волновой фронт в ней опережает эталонную сферу (идеальный, или безабберационный, волновой фронт), и наоборот.

При анализе сферической aberrации первого или любого высшего порядка можно обнаружить, что «недоисправление» дает резкие, четко ограниченные кольца на стороне фокуса, расположенной ближе к оптической системе (внутренний фокус) и внешнее кольцо самое яркое; во внешнем фокусе при этом все кольца и особенно внешнее кольцо размыты, менее контрастны. Для «переисправленной» системы характерны те же внешние проявления картины во внешнем и внутреннем фокусах, но они меняются местами. На рис. 11.11 с помощью лучевой диаграммы изображена нескорректированная система; можно видеть, что самое яркое внешнее кольцо находится на стороне, где образуется лучевая каустика. Это удобный способ запоминания, как соотносить данные эффекты, поскольку естественно было бы ожидать большую концентрацию светового потока вблизи каустики. Другими словами, большая световая интенсивность наблюдается в зоне большей концентрации лучей. Обычно это справедливо при достаточном удалении от главного фокуса. Сказанное обеспечивает простой способ интерпретации эффектов зональной aberrации. Предположим, что мы проникаем на значительное расстояние внутрь фокуса и видим, что приблизительно на  $2/3$  диаметра расширенной картины кольца ярче и отчетливее; это означает, что в данной точке собираются лучи из соответствующей части апертуры, либо соответствующая зона волнового фронта более вогнута, чем следовало бы. Вне фокуса имеет место противоположный эффект с наблюдением более слабых и расплывчатых колец. На рис. 11.12 показано влияние зональной погрешности волнового фронта на фокусирование пучков.

### 11.2.2. Источник света для контроля по звезде

На практике для контроля по звезде никогда не используют в качестве тест-объекта настоящую звезду, поскольку турбулентность атмосферы вызывает такое изменение интенсивности, положения и aberrаций изображения звезды, что становится невозможной его критическая оценка.

Искусственная звезда в лабораторных условиях — это точечное отверстие с лампой соответствующего спектрального состава. Оно должно быть достаточно малым, чтобы быть совершенно неразрешаемым, т. е. его угловые размеры в объективе должны быть го-

---

\* Возможно использование терминов «избыточная» и «недостаточная» коррекция системы. — *Прим. ред.*

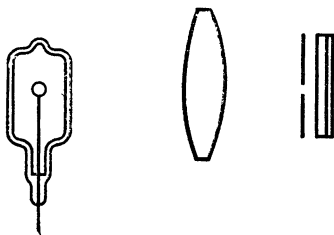


Рис. 11.13. Узел осветителя, который состоит из лампы, устанавливаемой в центрируемой и фокусируемой оправе, конденсора, фокусирующего изображение нити лампы на точечную диафрагму, собственно диафрагмы и светофильтра

раздо меньше  $\lambda/D$ , где  $D$  — диаметр апертуры объектива. На практике легко проверить, имеет ли отверстие правильные размеры, определив, можно ли наблюдать какой-нибудь след края отверстия в изображении звезды. Большинство точечных отверстий достаточно нерегулярно по очертаниям, чтобы обеспечить изображение; если видна только дифракционная структура, отверстие достаточно малó.

Промышленностью выпускаются дорогостоящие точечные отверстия в специальных оправках для использования их в качестве пространственных фильтров для лазерных пучков. Для производственных целей дешевле и проще применение апертурных диафрагм электронных микроскопов. Они представляют собой тонкие медные диски диаметром  $\sim 3$  мм с отверстиями 5—50 мкм. Эти отверстия не всегда точно круглые по форме, что не имеет большого значения для проведения контроля.

До того, как апертуры электронных микроскопов стали общедоступными, использовались другие устройства, описанные в указанных в начале этой главы литературных источниках. Среди них можно упомянуть использование отражения удаленного источника света в малом чистом шарике, полученном путем конденсации паров ртути на покровном стекле микроскопа. Таким методом, в частности, контролировали микрообъективы по звезде (современные данные по этой теме см. в п. 11.2.4). В производственной практике, однако, нужно помнить, что ртуть — это кумулятивный яд, который в значительном количестве может поглощаться операторами из ртутных паров при комнатной температуре и нормальном давлении. Для того чтобы легче «поймать» изображение звезды, необходим такой источник света, как кварцево-галогенная лампа или ртутная лампа высокого давления, сфокусированная на точечную диафрагму. Непосредственно за отверстием можно поместить фильтр (рис. 11.13). Использовать лазер в качестве источника для контроля по звезде обычно не рекомендуется, так как когерентность его излучения достаточно велика, чтобы вызывать эффекты интерференции между множеством пучков, многократно отраженных от поверхностей преломляющей системы. Эти эффекты могут быть настолько яркими, что ухудшают детали получаемой картины. Другим доводом против применения лазера, особенно для преломляющих систем, является то, что последние могут быть скорректированы для другой длины волны, а степень коррекции сферической аберрации может заметно меняться в зависимости от  $\lambda$ . Однако для контроля больших зеркальных систем лазер, вероятно, является наилучшим источником, так как обеспечивает интенсивность, достаточную для работы при дневном свете.

### 11.2.3. Устройство для контроля по звезде

Простейшее устройство для контроля небольших объективов показано на рис. 11.14. Расстояние, на котором следует поместить звезду, можно определить путем оценки влияния использования конечного сопряжения. Для большинства практически интересных случаев вполне достаточно пользоваться правилом «бесконечность — это расстояние, в 20 раз превышающее фокусное расстояние контролируемой системы».

Окуляр должен обладать достаточным увеличением для наблюдения всех деталей функции рассеяния точки. То, что они соизмеримы с радиусом первого темного кольца, а угловая разрешающая способность глаза при благоприятных условиях наблюдения составляет около  $1'$ , приводит к правилу, что фокусное расстояние окуляра в миллиметрах должно равняться числовой апертуре контролируемой системы\* или быть меньше ее. Таким образом, для контроля пучка с апертурой  $f/10$  необходим окуляр с фокусным расстоянием 10 мм, или с 25-кратным увеличением. Легко определить, обладает ли окуляр достаточным увеличением: это будет в случае, когда видна вся дифракционная структура в изображении звезды.

Нет нужды говорить о том, что для контроля по звезде точного объектива необходим окуляр, имеющий очень незначительные собственные aberrации. Маловероятно, что это условие не будет соблюдаться, поскольку упомянутое выше правило подразумевает, что максимальный диаметр пучков лучей в окуляре равен 1 мм, а при такой апертуре большинство схем окуляров можно считать совершенными. Могут появиться случайные дефекты, такие, как царапины или незначительная децентровка, однако их легко обнаружить вращением окуляра.

При наблюдении лучей с очень короткими фокусными отношениями может возникнуть необходимость использования микроскопа вместо окуляра. Его увеличение при этом подсчитывают по формуле  $250/f$ .

Иногда для переноса искусственной звезды в бесконечность используется отражающий или преломляющий коллиматоры. Это нежелательно, во-первых, потому что стоимость контроля возрастает, и во-вторых, потому что aberrации коллиматора добавятся к aber-

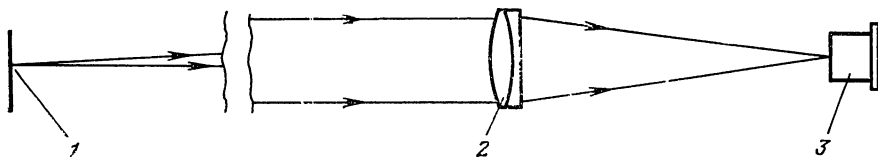


Рис. 11.14. Устройство для контроля небольших линзовых объективов. В зависимости от требований к контролю может использоваться моно- или полихроматический источник света: 1 — освещенное точечное отверстие; 2 — контролируемый объектив; 3 — окуляр большого увеличения

\* Строго говоря, это правило обеспечивает двухкратный запас увеличения.

рациям контролируемой системы. Однако в некоторых условиях большой воздушный промежуток, необходимый для устройства, показанного на рис. 11.14, подвергается воздействию тепловой турбулентности; в этом случае использование коллиматора становится необходимым. Обычно длина воздушного хода лучей, превышающая 1—2 м, достаточна для обнаружения эффектов турбулентности в оптической системе. Поэтому необходимо либо экранировать более длинный ход лучей, помещая их в отдельную контрольную камеру, либо использовать подходящее время суток, когда помехи минимальны. Иногда для проведения контроля вся система помещается в вакуумный сосуд, но в большинстве оптических цехов это не практикуется.

Большое вогнутое сферическое зеркало можно контролировать по схеме, изображенной на рис. 11.15, поскольку оно не обладает сферической аберрацией для равных сопряжений. При этом необходимо выдерживать небольшое разделение сопряженных элементов, чтобы избежать астигматизма. Оно должно быть меньше, чем

$$R\sqrt{\lambda R}/D, \quad (11.2)$$

где  $R$  — радиус кривизны зеркала;  $D$  — его диаметр. Например, если  $R=1$  м, а  $D=200$  мм, разделение должно быть менее 7 мм.

Для параболического зеркала необходимо только одно конечное сопряжение. Контроль по звезде не является наилучшим методом для параболоидов с коротким фокусным расстоянием, однако параболические зеркала очень удобны для использования в качестве коллиматоров при контроле по звезде других систем.

На рис. 11.16 показано, как можно проконтролировать параболу по звезде в схеме с двойным прохождением лучей, использующей вспомогательную плоскость, а рис. 11.17 иллюстрирует использование параболического зеркала в качестве коллиматора. Большинство крупных вогнутых зеркал имеет конструктивные центральные отверстия, поэтому и параболоид должен иметь его. Для контроля широкоугольных систем с двойным ходом луча мо-

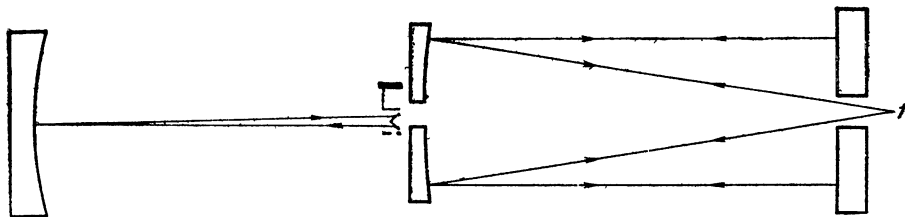


Рис. 11.15. Контроль вогнутого сферического зеркала. В качестве зеркала используется прямоугольная призма с алюминированными гранями. При контроле короткофокусных зеркал окуляр заменяют микроскопом слабого увеличения. Точечная диафрагма должна освещаться таким образом, чтобы заполнить светом всю апертуру зеркала. Микрообъектив должен иметь числовую апертуру, достаточную для сбора лучей от всего зеркала

Рис. 11.16. Контроль зеркального параболоида; двойное прохождение лучей удваивает чувствительность метода:

$I$  — точечное отверстие, окуляр и др.

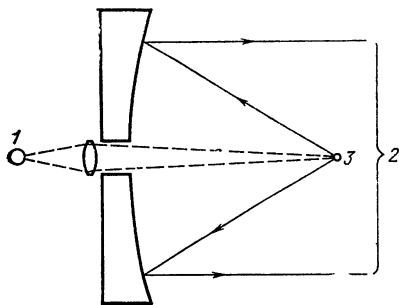


Рис. 11.17. Параболоид — коллиматор, применяемый при контроле по звезде. В качестве малого сферического зеркала можно использовать точную вольфрамовую сферу диаметром 1 мм или каплю из плавленного стекла тех же размеров: 1 — вольфрамовая лампа, ртутная лампа с парами высокого давления или лазер; 2 — параллельный пучок; 3 — маленькое сферическое зеркало

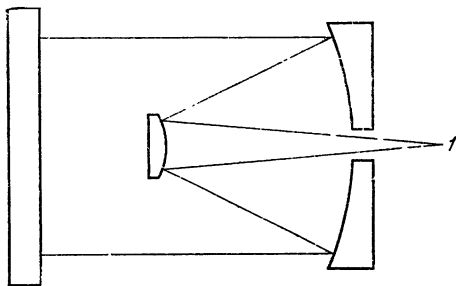


Рис. 11.18. Схема автоколлимационного контроля телескопа системы Кассегрена с двойным прохождением лучей: 1 — звезда и окуляр

жет быть использована большая оптическая плоскопараллельная пластинка (рис. 11.18). Такое устройство позволяет получить при малом оптическом ходе лучей сопряжение на бесконечности и одновременно удваивает чувствительность контроля. Плоскость должна иметь, конечно, высокое качество поверхности. При этом необходимо держаться как можно ближе к оси для того, чтобы избежать астигматизма. Процесс контроля систем, аналогичных схеме Кассегрена (см. рис. 11.18), может быть использован для правильного центрирования элементов и получения оптимальных осевых промежутков за счет минимизации сферической aberrации. Заметим сразу, что в системах с двойным ходом лучей (см. рис. 11.18) — они иногда называются автоколлимированными, или авто-астигматизированными, — исключаются кома, поперечный хроматизм и дисторсия, характерные для практики оптических расчетов.

#### 11.2.4. Микрообъективы

Контроль по звезде особенно полезен для аттестации микрообъективов [11], но используемая техника несколько отличается от уже описанной. Искусственную звезду изготавливают вакуумным напылением алюминия или серебра на предметное стекло микроскопа с последующим протиранием стекла чистой тканью. Если стекло не было тщательно очищено перед покрытием, то протирание приведет к появлению нескольких точечных отверстий, из которых можно выбрать вполне подходящее для использования в качестве искусственной звезды. Технология, описанная Слатером [13], позволяет получать точечные отверстия точно определенного размера, диаметром вплоть до 0,1 мкм. При этом необходимо использовать яркую лампу и конденсор.

Как уже говорилось, контроль по звезде с успехом используется для быстрой окончательной юстировки воздушных промежутков, чтобы уравновесить коррекцию сферической aberrации в объекти-

вах с большой числовой апертурой. Сферическая абберация таких объективов одинаково чувствительна к изменению толщины покровного стекла (за исключением масляно-иммерсионных объективов) и увеличения; последнее определяется длиной выдвижного тубуса микроскопа, если он имеется. Поэтому для ответственных измерений необходимо определить толщину покровного стекла, при которой данный объектив имеет наименьшую сферическую абберацию (обычно в виде комбинации высших порядков), или увеличение, с которым объектив при данной толщине покровного стекла работает лучше всего.

Контроль по звезде также удобен для аттестации объективов с приблизительно плоским полем изображения и для проверки степени хроматической коррекции апохроматов. Наконец, известно, что некоторые образцы флюорита сильно рассеивают свет, и контроль по звезде позволяет отделить, имеет ли флюорит в данном апохроматическом или полуапохроматическом объективе это нежелательное свойство: рассеянный свет проявляется в виде неясных колец, легко отличимых от дифракционных колец вокруг изображения звезды.

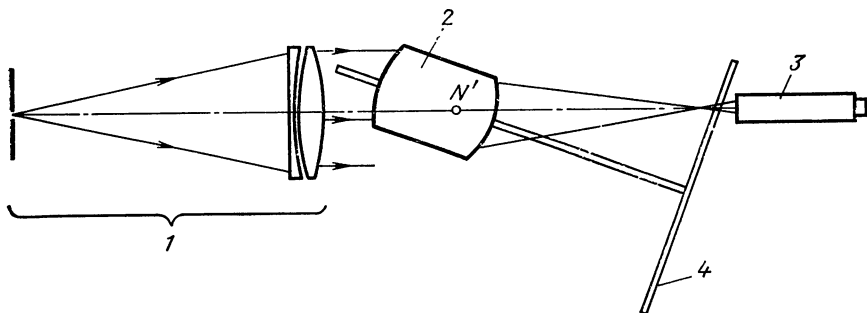
### **11.2.5. Может ли метод контроля по звезде быть количественным?**

Неколичественность контроля по звезде является серьезным недостатком для случая малых аббераций, и необходим большой опыт для получения удовлетворительных результатов. Однако можно ускорить процесс обучения контролеров, используя эталонные оптические системы с известными абберациями. Поступают следующим образом: в стандартные, хорошо скорректированные дублеты вносят небольшие известные абберации, величину которых контролируют на интерферометре Тваймана — Грина. Получают, например,  $1/2$  кольца астигматизма, а затем проводят контроль этой системы по звезде. Такая процедура позволяет контролеру приобрести навык в определении величины аббераций.

Ахроматический дублет с фокусным расстоянием 300 мм и апертурой  $f/12$  приобретает сферическую абберацию первого порядка, соизмеримую с несколькими длинами волн, при работе в обратном ходе лучей; этого вполне достаточно для целей контроля. Можно получать меньшее количество аббераций простым изменением воздушных промежутков между двумя деталями, однако таким путем нельзя получать зональные абберации высшего порядка. Для их введения переполировывают линзы объектива или используют подходящий микрообъектив. Астигматизм получают простым поворотом дублета, свободного от комы, на  $1-2^\circ$  от оси. Необходимое значение комы можно получить, сместив один компонент относительно другого на величину, равную  $1-2\%$  диаметра. Если это сделано тщательно, без общего разворота объектива, возникает небольшая кома для точки на оси. Затем наборы таких «бракованных» объективов проверяют на интерферометре и используют в качестве тренажеров для контроля по звезде.

### 11.3. КОНТРОЛЬ ПО ЗВЕЗДЕ ПРИ БОЛЬШИХ АБЕРРАЦИЯХ

Для контроля фотографических и проекционных объективов и объективов телекамер, не имеющих коррекции aberrаций до уровня дифракционного ограничения, могут использоваться очень простые и полезные качественные методы контроля. Систему устанавливают в рейтер на оптической скамье с коллиматором так, чтобы можно было измерить внеосевые aberrации (рис. 11.19). Имеется много подробных описаний таких скамеек [7]. Принципы контроля



**Рис. 11.19.** Оптическая скамья с узловой кареткой, используемая для контроля фотообъективов и аналогичных систем. Т-образная штанга определяет оптическую ось и фокальную плоскость контролируемого объектива, при повороте от оси сдвигая микроскоп так, что он оказывается всегда сфокусированным на фокальную плоскость. В некоторых моделях микроскоп неподвижен, а смещается объектив; возможен также вариант скамьи без штанги, когда микроскоп отодвигают на рассчитанную величину:

1 — коллиматор; 2 — контролируемая линза; 3 — микроскоп; 4 — Т-образная штанга

по звезде больших и малых aberrаций полностью различаются; для последних мы исследуем дифракционные структуры функций рассеяния точки и пытаемся оценить типы и количество aberrаций на основе опыта, а для больших aberrаций используем законы геометрической оптики и определяем лучевые aberrации. Хорошие фотографии функций рассеяния точки при больших aberrациях были сделаны Вандерслебом [17].

#### 11.3.1. Сферическая aberrация

Установим контролируемый объектив на скамье и используем фильтр подходящей длины волны. Последовательно помещая в апертурную плоскость системы ряд кольцевых диафрагм, определяем положение фокуса для пучка лучей при каждой из них (рис. 11.20) и получаем кривую продольной сферической aberrации, которая может быть преобразована общепринятыми способами в любую другую форму описания aberrации; в частности, если известна продольная сферическая aberrация, можно вычислить поперечную.

Данный способ, как и другие, описанные в п. 11.3, имеет то преимущество, что точечное отверстие светящегося объекта не является вполне дифракционно ограниченным, это не только увеличивает

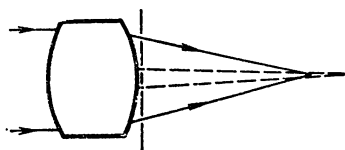


Рис. 11.20. Контроль по звезде продольной сферической aberrации с использованием зональной диафрагмы. Штриховые линии обозначают параксиальный пучок лучей

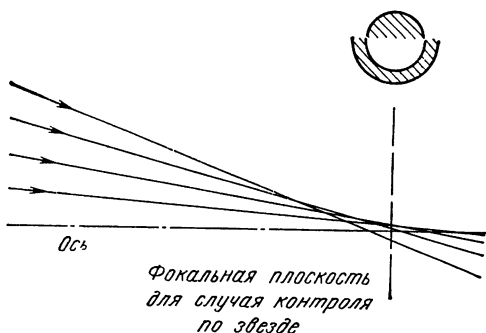


Рис. 11.21. Контроль сферической aberrации с экранированием половины апертуры. В фокальной плоскости при этом возникает теневая картина

световой поток, что само по себе важно для большинства случаев, но и облегчает определение пересечения лучей.

Более быстрый способ качественной оценки aberrаций заключается в установке непрозрачного прямоугольного экрана, закрывающего половину апертуры, как показано на рис. 11.21, и наблюдении изображения в различных фокальных плоскостях. Aberrации при этом проявляются в виде теневых полукруговых полос с обеих сторон оси. При наличии минимального опыта такая картина может быть легко интерпретирована.

### 11.3.2. Продольная хроматическая aberrация

Для ее измерения следует использовать подходящие светофильтры и уменьшить апертуру так, чтобы сферическая aberrация стала совсем незначительной. В этом случае можно построить кривую продольной хроматической aberrации непосредственно по измерениям положения фокуса для различных длин волн. При использовании круговых диафрагм становится также возможно измерить изменения сферо-хроматической aberrации, однако этот способ редко представляет интерес в производственных условиях.

Здесь вновь можно использовать непрозрачный экран, закрывающий половину апертуры, и источник света без светофильтра. В этом случае степень хроматической коррекции определяют по распределению цветов.

### 11.3.3. Осевая симметрия

В системах, рассматриваемых в п. 11.3, как правило, можно обнаружить некоторую осевую несимметричность прежде всего из-за расширения полей технологических допусков. Это особенно характерно для объективов с переменным фокусным расстоянием, где децентрировка может быстро изменяться в большом диапазоне. Ос-



вое изображение звезды позволяет проверять центрирование системы и улучшать его, если это необходимо. Для облегчения этой процедуры необходимо иметь механизм точного вращения рейтера, закрепляющего контролируемую деталь.

#### 11.3.4. Астигматизм

Поворачивая линзу от оси и фокусируя объектив поочередно на сагиттальную и меридиональную фокальные линии, можно построить кривые их положения. При этом мы также видим все другие внеосевые aberrации — кому, поперечную хроматическую aberrацию и т. п. Поэтому следует прикрыть ирисовую диафрагму объектива настолько, чтобы исключить или почти исключить сферическую aberrацию и кому, оставляя только астигматизм.

В больших системах полезно также проверить симметричность поля объектива путем его вращения и наблюдения за астигматическими фокальными линиями для заданного угла поля. Иногда большая асимметрия обнаруживается вне оси. Измерение астигматической кривизны поля с одновременной оценкой комы часто используется для регулирования воздушных промежутков больших фотообъективов.

#### 11.3.5. Дисторсия

Точная оценка дисторсии, например, фотографических объективов, является очень обширной темой, которая не рассматривается в этой книге. Следует, однако, отметить, что оптическая скамья с поворотным столиком, используемая для контроля по звезде, позволяет осуществлять простое измерение дисторсии, которое может быть успешно использовано во многих случаях.

При установке контролируемого объектива совмещаем ось вращения столика с его второй узловой точкой посредством следующей процедуры: находим изображение звезды в микроскопе и поворачиваем столик на небольшой угол от оси. Если изображение звезды смещается, например, влево, передвигаем объектив вдоль столика так, чтобы вернуть изображение в центр поля зрения микроскопа; при этом перемещением микроскопа все время фокусируем его на деталь. Эта процедура продолжается до тех пор, пока изображение не станет неподвижным при поворотах каретки; в этом случае объектив расположен правильно. Однако часто оказывается, что найти положение объектива, соответствующее неподвижному изображению, невозможно. На рис. 11.22 видно, что изображение при этом возвращается на ось после небольшого отклонения от нее. Указанное явление вызвано дисторсией объектива. Сплошная кривая определяет величину, которую можно измерить. Удобнее, однако, вычесть из нее некоторую линейную составляющую, чтобы получить прерывистую кривую дисторсии, зависящую от угла поля в третьей или более высокой степени. Такая операция равноценна выбору номинального фокусного расстоя-

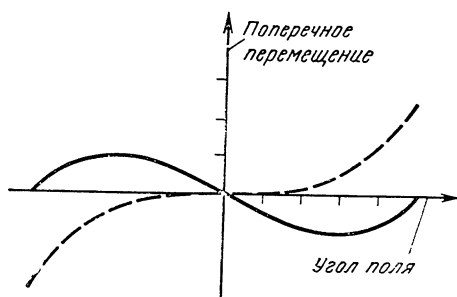


Рис. 11.22. Измерение дисторсии. Сплошная линия определяет поперечное смещение изображения звезды как функцию угла поля, если найдено правильное положение узловой оси. Штриховой линией обозначен результат добавления линейной составляющей, что соответствует смещению узловой точки в параксиальное положение

ния для контролируемой системы. Подробное описание этой процедуры с указанием возможных погрешностей дано Вашером и Дарлингом [18].

### 11.3.6. Ненулевые методы контроля

До сих пор мы умышленно рассматривали только «нулевые» методы контроля, т. е. контроль систем, которые не должны иметь aberrаций. Однако при контроле иногда необходимо проверить, имеет ли система заранее оговоренные ненулевые aberrации. Классическим примером этого является зеркальный параболоид с равными сопряжениями (он удобнее, чем одно сопряжение на бесконечности). Другим примером может служить асферическая одиночная линза для инфракрасного диапазона, так как ее aberrации будут иными при контроле в видимом свете.

Так как контроль по звезде, даже когда он используется, как описано в п. 11.3, не является строго количественным, для измерения больших aberrаций его лучше всего превратить в компенсационный метод путем добавления вспомогательной оптической системы с требуемыми aberrациями (см. гл. 14), которую можно было бы легко изготовить с высокой точностью. Долл [6] описал широко используемую в настоящее время систему вспомогательных линз для компенсационного контроля параболоидов\*. Опубликовано также много других схем.

В последнее время в качестве компенсаторов начинают использовать синтезированные голограммы и лазер в качестве источника света. Подробное описание их можно найти у Бирха и Грина [3]. Синтезированная голограмма воспроизводит волновой фронт любой нужной формы при условии, что графическая система компьютера обладает достаточной разрешающей способностью, чтобы точно нарисовать ее. Обычно синтезированный голограммный компенсатор является частью интерферометрической схемы контроля, но его можно использовать и для синтеза «аберрированного» волнового фронта, проходящего через контролируемую систему. Результатом этого будет безабберационное изображение звезды, если контролируемая система имела требуемые aberrации.

\* Приведенная работа относится к теневым методам контроля, но принцип расчета компенсаторов в ней тот же самый.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Barakat R., Newman A.** Measurement of Total Illuminance in a Diffraction Image. I: Point Sources, *J. Opt. Soc. Am.*, 53, 1965 (1963).
2. **Beiser L.** Perspective Rendering of the Field Intensity Diffracted at a Circular Aperture, *Appl. Opt.*, 5, 869 (1966).
3. **Birch K. G., Green F. J.** The Application of Computer-Generated Holograms to Testing Optical Elements, *J. Phys., D: Appl. Phys.*, 5, 1982 (1972).
4. **Born M., Wolf E.** Principles of Optics, 5th ed., Pergamon Press, Oxford and New York, 1975.
5. **Cagnet M., Francon M., Thrierr J. C.** Atlas of Optical Phenomena, Springer-Verlag, Heidelberg and New York, 1962.
6. **Dall H. E.** A Null Test for Paraboloids, *J. Br. Astron. Assoc.*, 57 (1947): reprinted in: *Amateur Telescope Making*, Vol. 3, A. E. Ingalls, Ed., Scientific American, New York, 1953.
7. **Leistner K., Marcus B., Wheeler B. W.** Lens Testing Bench, *J. Opt. Soc. Am.*, 43, 44 (1953).
8. **Linfoot E. H., Wolf E.** On Telescopic Star Images, *Hon. Not. Ry. Astron. Soc.*, 112, 452 (1952).
9. **Linfoot E. H., Wolf E.** Diffraction Images in Systems with an Annular Aperture, *Proc. Phys. Soc.*, B66, 145 (1953).
10. **Martin L. C.** Technical Optics, Vol. 2, 2nd ed., Pitman, London, 1961 (опубликован перевод: Л. Мартин, Техническая оптика, Физматгиз, 1960).
11. **Martin L. C., Welford W. T.** — In: *Physical Techniques in Biological Research*, Vol. I, Part A, 2nd ed., G. Oster, Ed., Academic Press, New York and London, 1971.
12. **Nienhuis K.** On the Influence of Diffraction on Image Formation in the Presence of Aberrations, Thesis, J. B. Wolters, Groningen, 1948.
13. **Slater P. N.** — In: *Optics and Metrology*, P. Mollet, Ed., Pergamon Press, Oxford and New York, 1960.
14. **Taylor C. A., Thompson B. J.** Attempt to Investigate Experimentally the Intensity Distribution near the Focus in the Error-free Diffraction Patterns of Circular and Annual Apertures, *J. Opt. Soc. Am.*, 48, 844 (1958).
15. **Taylor H. D.** The Adjustment and Testing of Telescope Objectives, Sir Howard Grubb, Parsons & Co., Newcastle-upon-Tyne, 1891: 4th ed., 1946.
16. **Twyman F.** Prism and Lens Making, Adam Hilger, London, 1942.
17. **Wandersleb E.** Die Lichtverteilung in der axialen Kaustik eines mit sphärischer Aberration behafteten Objectivs, Akademie-Verlag, Berlin, 1952.
18. **Washer F. E., Darling W. R.** Factors Affecting the Accuracy of Distortion Measurements Made on the Nodal Slide Optical Bench, *J. Opt. Soc. Am.*, 49, 517 (1959).
19. **Welford W. T.** On the Limiting Sensitivity of the Star Test for Optical Instruments, *J. Opt. Soc. Am.*, 50, 21 (1960).

## ГЛАВА 12

# Голографические и муаровые методы контроля

*Г. С. Вайант*

### 12.1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее полезных применений голографии является контроль оптических деталей и систем. Волновой фронт, записанный на голограмме, надежно сохраняется для последующего восстановления и использования. Именно эта способность голографии сохраняться в течение длительного времени обеспечивает методу уникальные преимущества перед традиционной интерферометрией. Например, волновой фронт, создаваемый контролируемой оптической системой, может записываться на голограмму, а затем анализироваться уже без этой системы. Диффузно отражающие или полированные поверхности, подвергающиеся нагрузкам, можно интерферометрически сравнивать с их обычным состоянием. Волновой фронт, производимый эталонной оптической системой, может быть записан на голограмму, а затем использован в компенсационном контроле других, предположительно идентичных схем подобно тому, как пробное стекло используется при обработке линз и пластин. Если такая система отсутствует, то в некоторых случаях для получения эталонного волнового фронта можно изготовить синтезированную, или созданную компьютером, голограмму (СГ).

Особую ценность для контроля оптических деталей на ранних стадиях их изготовления представляет двухволновая голография (ДГ), обеспечивающая возможность проведения интерферометрических измерений в видимом свете с чувствительностью, которую обычно можно получить только при больших длинах волн от невидимого источника. Часто при этом аттестуемая поверхность не известна достаточно точно для проведения компенсационного контроля. Интерферометрия в видимом свете слишком чувствительна; ее длинноволновый вариант, использующий невидимый для невооруженного глаза свет, трудно реализовать из-за отсутствия количественного приемника излучения и сложности согласования чувствительностей, возникающей при этом. Муаровая интерферометрия, которую можно считать вариантом голографического контроля, снижает требования к внешним условиям по сравнению с традиционной голографией и позволяет увеличивать диапазон измеряемых в видимом свете величин контуров и деформаций.

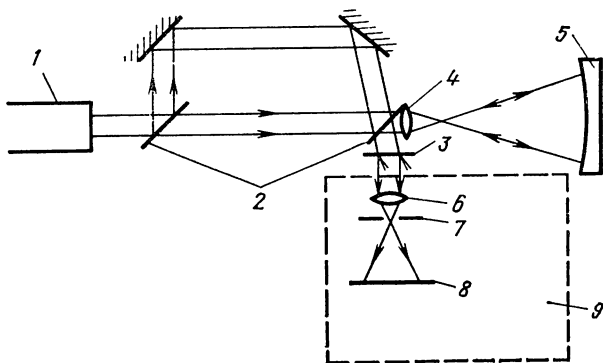
В этой главе описаны примеры техники голографии и муара, используемые в оптическом контроле. Естественно, в нее включены не все возможные комбинации и варианты, а лишь наиболее интересные и полезные технические приемы и ссылки на первоисточники. Хотя, конечно, голография не обеспечивает решения всех проблем оптического контроля, мы надеемся, что она, играя уже сейчас важную роль при аттестации оптических деталей и систем, в ближайшее время найдет еще более широкое применение для этих целей.

### 12.2. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ С РЕАЛЬНЫМИ ГОЛОГРАММАМИ

Для голографической аттестации оптических компонентов можно использовать различные экспериментальные установки, конкретный вид которых зависит от особенностей контролируемых деталей. Так как голограмма по существу представляет собой интерферограмму с достаточно большим углом наклона между эталонным и рабочим

**Рис. 12.1. Модифицированный интерферометр Тваймана — Грина для голографического контроля:**

1 — лазер; 2 — светоделитель; 3 — голограмма; 4 — расширитель пучка; 5 — контролируемое зеркало; 6 — объектив; 7 — пространственный фильтр; 8 — плоскость интерференции (изображения голограммы); 9 — блок, используемый только в установке восстановления голограммы



волновыми фронтами, схема контроля в основном совпадает с контролем на интерферометрической установке, а небольшие изменения позволяют волновым фронтам пересекаться под углом в несколько градусов. На рис. 12.1 изображен модифицированный интерферометр Тваймана — Грина, применяемый для изготовления голограммы вогнутого зеркала. Расположенные за голограммой объектив и пространственный фильтр (малая апертура) используются для ее восстановления. Обычно голограмма создает несколько различных дифракционных порядков, поэтому, как будет показано ниже, необходим фильтр для выделения одного из них. Объектив также воспроизводит плоскость интерференции.

Для записи голограммы обычно используется гелий-неоновый, аргоновый, а в некоторых случаях импульсный лазеры. Наиболее употребительными регистрирующими средами являются серебряно-галоидные фотоэмульсии «Кодак» (*Kodak*) типа 649F, 649GH, SO173, SP120, 131 и 125 или «Агфа-Геварт» (*Agfa-Gevaert*) типа 8E566, 10E56, 8E75 и 10E75. Иногда фотопленку бывает трудно обработать, а постоянная голограмма не требуется; в этих случаях удобно применять фотохромы, фотополимеры и термопластики. Опубликованы справочники по голографическим записывающим материалам [2, 6, 19, 29].

### 12.2.1. Хранение волнового фронта

В некоторых случаях удобно голографически сохранить волновой фронт, созданный оптической контролируемой системой, а затем анализировать его уже без нее [14, 16]. Например, волновой фронт, созданный вогнутым зеркалом и записанный с помощью устройства (см. рис. 12.1), можно анализировать методом ножа Фуко (рис. 12.2, а) или интерферометрически сравнивать нулевой порядок луча (пучка) 1 с восстановленным волновым фронтом (порядок  $+1$ ) луча 2 (рис. 12.2, б). Важно отметить, что если голограмма записана на длине волны  $\lambda_1$ , а восстановлена на  $\lambda_2$ , то каждая полоса отклонения восстановленного волнового фронта соответствует изменению разности его оптического хода на  $\lambda_1$ , а не  $\lambda_2$ .

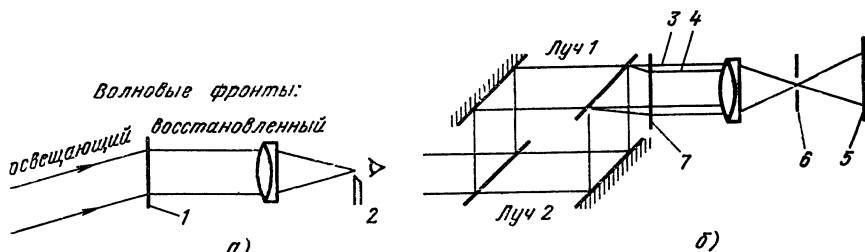


Рис. 12.2. Установка для восстановления голограмм при анализе записанного волнового фронта:

*а* — методом ножа Фуко; *б* — интерферометрическим способом; 1, 7 — голограмма; 2 — нож; 3 — нулевой порядок луча 1; 4 — плюс 1-й порядок луча 2; 5 — интерферограмма; 6 — пространственный фильтр

Фронт волны, восстановленный голограммой, не полностью идентичен используемому при ее записи вследствие трех основных источников ошибок: 1) различий между восстанавливающей и записывающей схемами; 2) деформации записывающего материала и 3) аберраций, вносимых его подложкой.

Ошибки, вызванные первой причиной, можно значительно уменьшить, если использовать коллимированный эталонный волновой фронт, а фронт от объекта максимально приблизить к плоскому. Использование таких фронтов имеет особую важность, если восстанавливаемая длина волны отличается от записывающей.

Деформация регистрирующего материала может изменить форму записанных интерференционных полос, а следовательно, и форму реконструированного волнового фронта, однако исследования показывают, что нестабильность эмульсии (например, для фотопластины «Кодак-649F») вызывает среднюю квадратическую погрешность волнового фронта менее чем  $\lambda/40$  [36].

Изменение оптической толщины стеклянных подложек фотопластины обычно составляет не менее одной полосы на дюйм (25,4 мм). Для качественного сохранения волнового фронта такие изменения, как правило, не допустимы. Существуют два способа решения этой проблемы. Во-первых, голографическая пластина может быть помещена в жидкость, и в результате, по крайней мере, две ее поверхности можно считать высококачественными. Во-вторых, если волновой фронт, создаваемый голограммой, предполагается анализировать интерферометрически, экспериментальную установку можно реализовать так, чтобы фронт сравнения также проходил через голограмму (см. рис. 12,2, б), и ее подложка внесет одинаковую аберрацию в эталонную и восстановленную волны.

### 12.2.2. Неразрушающий контроль

Голографическое хранение волнового фронта полезно при неразрушающем контроле деформаций от различных нагрузок [12, 15]. Полированные и шлифованные деформированные поверхности интерферометрически сравнивают с их обычным состоянием. Одним

из важных применений голографического неразрушающего контроля является определение механических и термических свойств заготовок больших зеркал перед их обработкой [34]. Основными характеристиками любого варианта неразрушающего голографического контроля являются «реальное время» и «двойная экспозиция». Технику контроля в реальном масштабе времени рассмотрим первой.

Допустим, что голограмма составлена для вызывающего сомнение образца, например, необработанной заготовки зеркала (рис. 12.3). Использование при этом установки для осевого контроля выгодно по двум причинам: 1) значительно упрощается процедура редуцирования интерференционных картин и 2) может быть использовано ретроотражающее покрытие [отражательная жидкость «Кодит» (*Codit*)] передней поверхности контролируемой заготовки. Покрытие отражает обратно к источнику значительную часть светового потока; в результате снижается время экспозиции и обеспечивается равномерное отражение света от заготовки в пределах большого телесного угла.

Поместим записывающий материал (после соответствующей экспозиции и обработки) точно в положение, которое он занимал при записи. Это может быть достигнуто, по крайней мере, тремя способами. Во-первых, если голограмма записана на фотопластинке, для обработки последней без смещения с первоначального положения можно применить жидкостную кювету. Во-вторых, можно использовать трехточечную оправу, с помощью которой пластину после обработки достаточно легко совместить с ее прежней плоскостью. В-третьих, можно, наконец, воспользоваться для получения голограммы фотохромными и фотополимерными материалами, обработка которых состоит в прикладывании к ним электрического потенциала с последующим нагревом [29]. Вообще говоря, для реализации голограммы весьма желательно не использовать материалы, требующие химической обработки и дополнительного времени на проявление, так как при этом увеличивается вероятность

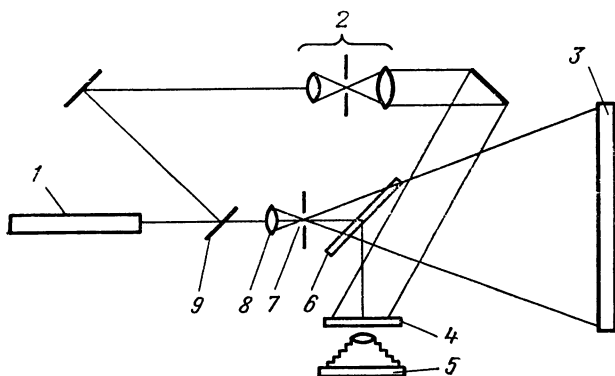


Рис. 12.3. Схема интерференционной голографической контрольной установки:  
1 — лазер; 2 — расширитель пучка; 3 — необработанная заготовка зеркала; 4 — держатель пластины; 5 — фотокамера; 6 — светоделитель; 7 — точечное отверстие; 8 — микрообъектив; 9 — светоделитель с переменным отношением пропускания и отражения света

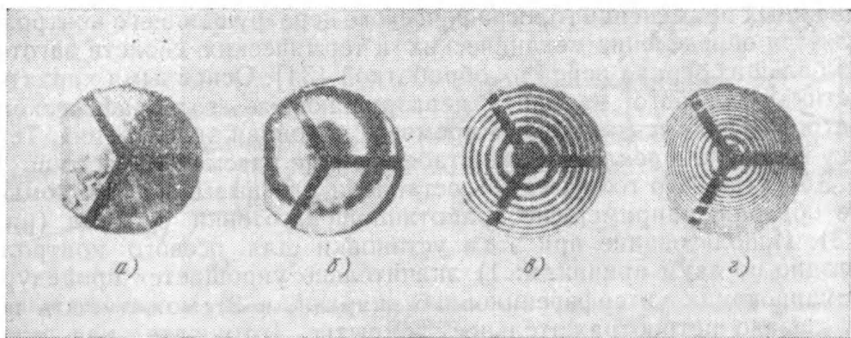


Рис. 12.4. Интерферограммы теплового контроля заготовки 70-сантиметрового кварцевого зеркала непосредственно перед нагреванием (а) и после начала нагревания через 6 мин (б), через 10 мин (в) и через 20 мин (г) [34]

смещения установки между экспозицией голограммы и наблюдением восстановленной картины.

При освещении голограммы оригинальным эталонным волновым фронтом восстановленная волна является точной копией первоначального объектного фронта (не считая некоторых постоянных амплитудного и фазового факторов). Если предмет освещен так же, как и при экспозиции голограммы, в ее плоскости возникают два интерферирующих между собой волновых фронта: от детали и восстановленный ею. Их амплитуды должны быть равны, чего можно достигнуть, например, путем использования светоделителя с переменным отношением отражения и пропускания.

Если форма объекта не изменяется, интерферирующие волновые фронты образуют одну интерференционную полосу. Если же она искажена, например, в результате приложения механической нагрузки или температурного градиента, волновой фронт детали будет несколько отличаться от записанного; при их интерференции возникают полосы, вид которых позволяет оценить величину деформации. В установке, изображенной на рис. 12.3, каждая интерференционная полоса соответствует деформации поверхности, равной  $\lambda/2$  и измеряемой в направлении освещения и наблюдения. Деформацию можно определить и на внеосевой установке, хотя это и сложнее [6].

На рис. 12.4 представлены интерферограммы, полученные при температурном контроле 70-сантиметровой заготовки зеркала из плавленого кварца яйцевидной формы. Фотография (рис. 12.4, а) сделана перед началом нагревания. Неравномерность в сечении заготовки возникает из-за изменений температуры окружающей среды и контрольной аппаратуры в промежуток времени между экспозицией голограммы и записью интерферограммы. Остальные фотографии получены в ходе нагревания заготовки, в конце которого температура на обратной стороне зеркала была на  $26^{\circ}\text{C}$  выше



комнатной. Контрольный стержень, видимый на интерферограммах, использовался для устранения смещений образца.

Важно отметить, что на контраст записанных интерференционных полос влияет размер апертурной диафрагмы фотокамеры, если она не сфокусирована на поверхность их локализации. В общем случае эта поверхность может значительно отклоняться от плоскости заготовки зеркала, поэтому необходимо уменьшить диафрагму, чтобы получить достаточно большую глубину резкости и одинаковый контраст полос по всей заготовке.

В голографической интерферометрии с двойной экспозицией два снимка объекта накладывают на одну записывающую среду, и в промежутке между ними объект деформируют. Если после обработки голограмма освещается исходным эталонным волновым фронтом, восстанавливаются два действительных изображения детали. Одно из них соответствует исходной форме поверхности, другое показывает объект в деформированном виде; по виду возникающих при этом интерференционных полос можно оценить величину деформации.

### 12.2.3. Голографическая эталонная пластинка

Волновой фронт, создаваемый эталонной оптической системой, может быть записан на голограмму и использован при аттестации других систем точно так же, как пробное стекло для контроля оптических компонентов [4, 13, 20, 25, 30]. Например, установку, изображенную на рис. 12.1, можно применить для получения голограммы волнового фронта вогнутого зеркала. После обработки ее помещают в исходное положение, а эталонное зеркало заменяют контролируемым; тогда фронт, сохраняемый в голограмме, интерферирует с проверяемым. Если голограмма находится в плоскости, сопряженной с выходным зрачком контролируемой системы (в данном случае зеркала), величина наклона фронта в интерферограмме может быть выбрана простым изменением наклона восстанавливающей волны. В противном случае наклон эталонного пучка кроме внесения наклона в интерферограмму приводит к взаимному расхождению изображений выходных зрачков контролируемой и эталонной систем.

Источники ошибок, описанные выше и связанные с хранением эталонного волнового фронта в голограмме, конечно, также присутствуют и при его использовании. Наиболее серьезные из них, вызванные изменением толщины подложки голограммы, можно, как и ранее, устранить, пропуская волновой фронт от контролируемого зеркала через голограмму. При неправильной установке голограммы в интерферометре к указанным ранее ошибкам добавляется еще одна. Если голограмма сопряжена с выходным зрачком эталонной оптической системы, то с ней должен совпадать выходной зрачок контролируемого узла. Причиной ошибки может быть любое перемещение или вращение голограммы. Если контролируемый волновой фронт описывается в ее плоскости функцией  $\varphi(x, y)$  или  $\varphi(r, \theta)$ ,

смещение голограммы на величину  $\Delta x$  в направлении  $x$  приводит к ошибке

$$\Delta\varphi(x, y) \approx \frac{\partial\varphi(x, y)}{\partial x} \Delta x, \quad (12.1)$$

где  $\partial\varphi/\partial x$  — деформация волнового фронта в этом направлении. Аналогично для ошибки вращения  $\Delta\theta$  получаем

$$\Delta\varphi(r, \theta) \approx \frac{\partial\varphi(r, \theta)}{\partial\theta} \Delta\theta. \quad (12.2)$$

Интересно отметить, что голографический интерферометр с эталонной пластиной может быть охарактеризован с позиций теории муаровой картины [26]. Систему полос, возникающую при интерференции волнового фронта от контролируемой оптической системы и фронта, записанного в голограмме, можно рассматривать как муаровую картину между интерференционными полосами, образованными фронтом эталонной системы и плоской волной, записанными на голограммной пластине, и полосами, создаваемыми в реальном времени контролируемым и плоским фронтами. Ее контраст увеличивается с помощью пространственного фильтрования — выделения волнового фронта, создаваемого контролируемым зеркалом, и дифракционного порядка из голограммы, восстанавливающей записанный волновой фронт эталонной оптической системы.

### 12.3. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ С СИНТЕТИЧЕСКИМИ ГОЛОГРАММАМИ

Если эталонная оптическая система отсутствует и получить реальную голограмму нельзя, можно использовать синтетическую голограмму (СГ), рассчитанную на ЭВМ [3, 10, 11, 18, 22, 36]. Схема установки при этом такая же, как и для реальной голограммы. СГ представляет собой двоичный аналог реальной интерферогаммы (голограммы), которая была бы получена при интерференции контролируемого идеального асферического волнового фронта с наклонным плоским.

#### 12.3.1. Основная методика

Для создания СГ можно использовать следующую процедуру. Через контрольную установку рассчитывают ход лучей для определения местоположения полос в плоскости голограммы. Они возникают в результате интерференции наклонной плоской волны и асферического волнового фронта, который был бы получен от высококачественного контролируемого зеркала. Как и при использовании реальной голограммы в качестве эталонной пластины, ее синтетический аналог очень удобно получать в плоскости, сопряженной с выходным зрачком контролируемой системы. Следует отметить, что расчет хода лучей, используемый для создания СГ, можно вести для любой оптической системы, если только оптиче-

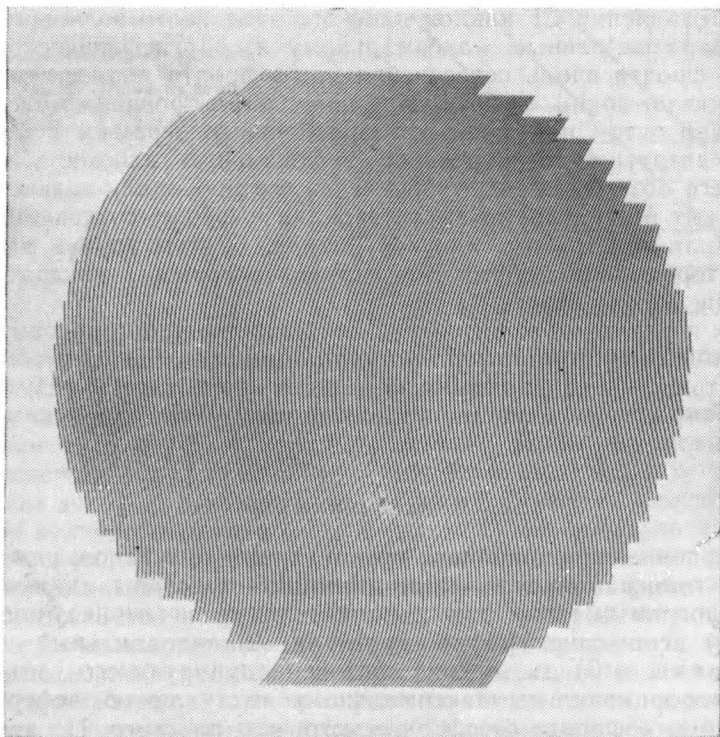


Рис. 12.5. Эталонная синтетическая голограмма, вычерченная лазерным графопостроителем

ская схема интерферометра достаточно хорошо известна. Важным результатом расчета лучей в интерферометре является то, что, хотя расширитель пучка обычно скорректирован только для сферических волн и поэтому дополнительно вносит aberrации в проходящий через него асферический фронт, голограмма оказывается автоматически скорректированной для этих aberrаций, если проводится компенсационный или почти компенсационный контроль.

После того как компьютер вычислит местоположение полос голограммы, их вычерчивают с помощью графопостроителя на бумаге или, что предпочтительнее, с помощью лазерных графопостроителей непосредственно на пленке, так как они обладают повышенной стабильностью размеров. На рис. 12.5 показан типичный образец синтезированной голограммы (СГ). После вычерчивания она должна быть фотографически уменьшена до нужного размера.

Как и в случае использования реальных голограмм, при установке в интерферометр синтезированной голограммы (см. рис. 12.1), она и полосы, образованные в результате интерференции эталонного волнового фронта и фронта от контролируемого зеркала, создают муаровую картину, характеризующую различие между СГ и интерференционными полосами. Для повышения контраста картины обычно используют пространственное фильтрование (если

при изготовлении СГ наклон плоского эталонного волнового фронта выбирался равным максимальному изгибу асферического волнового фронта вдоль пересечения этого фронта и плоскости падения плоской волны (или больше него). Фильтрация может быть улучшена путем повторного изображения голограммы с помощью малой апертуры, установленной в фокальную плоскость изображающего объектива так, чтобы через нее проходили только волновой фронт от контролируемого зеркала и фронт, создаваемый при освещении голограммы плоской волной. В этом случае в плоскости интерференции образуется интерферограмма, показывающая различие между ними.

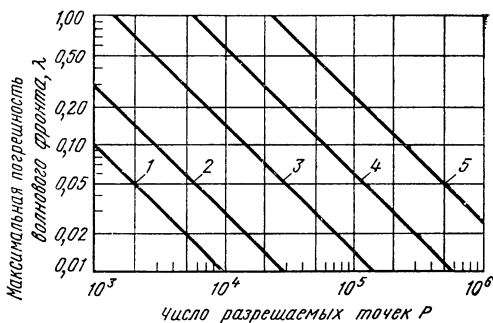
Как и реальные голограммы, синтезированную голограмму следует помещать в интерферометре так (см. рис. 12.1), чтобы изменения толщины ее подложки не влияли на точность результатов. Этим устраняется один из серьезных источников возможных ошибок контроля.

### 12.3.2. Источники ошибок

В дополнение к ошибкам, возникающим при использовании реальной голограммы в качестве эталонной пластины, синтезированная голограмма имеет три дополнительных источника погрешностей: 1) искажение графопостроителя; 2) неправильный размер голограммы и 3) дисторсия фоторепродуцирующего объектива. Они пропорциональны максимальному отступлению асферического волнового фронта от сферического или плоского. По этой причине асферический волновой фронт всегда следует вычислять относительно сферического, так как это сводит к минимуму величину асферического отступления.

Главным источником ошибок СГ являются искажения графопостроителя. Чтобы показать, что точность волнового фронта СГ зависит от его разрешающей силы и максимального изгиба контролируемого асферического волнового фронта, предположим, что графопостроитель имеет  $P \times P$  разрешаемых точек, или аналогично  $P/2$  точек вдоль радиуса голограммы. Так как максимальная ошибка при построении любой точки равна половине величины разрешения, любая часть каждой линии, составляющей голограмму, может быть смещена от расчетного положения на расстояние, равное  $1/P$ . Допустим, что максимальная разность между огибающей асферического фронта и наклонной плоской волной составляет  $S\lambda$  на радиус голограммы. Следовательно, фаза плоской волны на линиях голограммы может отличаться от соответствующей фазы необходимого фронта на величину  $(S/P)\lambda$ , что также является максимальной ошибкой в восстановленном волновом фронте. Поскольку окончательная интерферограмма записывается в плоскости изображения голограммы, дискретность, зависящая от числа разрешаемых точек, вызывает максимальную погрешность, равную  $(S/P)\lambda$ . На рис. 12.6 показана логарифмическая зависимость волновой ошибки от числа разрешаемых точек графопостроителя для

Рис. 12.6. Зависимость максимальной погрешности волнового фронта от числа разрешаемых точек вдоль диаметра графопостроителя при максимальной разности изгибов на радиус: 1 — 100  $\lambda$ ; 2 — 300  $\lambda$ ; 3 — 1500  $\lambda$ ; 4 — 6000  $\lambda$ ; 5 — 24000  $\lambda$ .



различных значений максимальной разности между изгибами асферического и наклонного плоского фронтов.

Как указано выше, для увеличения контраста в конечной интерферограмме голограмму изготавливают так, чтобы ее можно было пространственно отфильтровать с выделением первого порядка восстановления. Это требует, чтобы изгиб (наклон) плоского эталонного волнового фронта был не меньше максимального изгиба асферического. Их измеряют вдоль линии пересечения фронтов. Увеличение наклона плоского эталонного волнового фронта уменьшает точность получаемого асферического, поэтому для контроля несимметричных волновых фронтов можно применять меньший наклон эталонного, если плоскость его падения совпадает с направлением минимального изгиба асферического волнового фронта.

Важно отметить, что наибольшая погрешность на рис. 12.6 в действительности является наихудшим вариантом; это случается только в той области голограммы, где различие в изгибах максимальное и только при условии, если дисторсия графопостроителя здесь тоже максимальна. Кроме того, если известна величина дисторсии графопостроителя, часто можно подсчитать и вычесть из нее систематическую составляющую [10, 38].

Другим источником ошибок является неточный размер голограммы. Допустим, что  $\varphi(r, \theta)$  — искаженный волновой фронт, контролируемый в плоскости голограммы. Если она имеет правильные размеры, то погрешность контроля отсутствует. Если же голограмма имеет неправильный размер (на коэффициент увеличения  $M$ ), то в результат измерений выйдет ошибка  $\varphi(r/M, \theta) - \varphi(r, \theta)$ . Из разложения Тейлора имеем:

$$\begin{aligned} \varphi\left(\frac{r}{M}, \theta\right) &= \varphi\left[r + \left(\frac{1}{M} - 1\right)r, \theta\right] = \varphi(r, \theta) + \\ &+ \left[\frac{\partial \varphi(r, \theta)}{\partial r}\right] \left(\frac{1}{M} - 1\right)r + \dots \end{aligned} \quad (12.3)$$

Если  $M$  достаточно близко к единице и исследуется небольшой участок, всеми членами разложения выше первого порядка можно пренебречь, а ошибку контроля, вызванную неправильными размерами голограммы, представить следующим образом:

$$\varphi\left(\frac{r}{M}, \theta\right) - \varphi(r, \theta) = \left[\frac{\partial \varphi(r, \theta)}{\partial r}\right] \left(\frac{1}{M} - 1\right)r + \dots \quad (12.4)$$

Влияние дисторсии анализируется так же, за исключением того, что величина  $M$  здесь является функцией положения  $r$ . При дисторсии  $\alpha(r)$  точка, которая должна быть на радиусе  $r$ , располагается на радиусе  $r[1 + \alpha(r)]$ . Поскольку при контроле часто дисторсия и изгиб волнового фронта максимальны при максимальном значении  $r$ , ошибку, вызванную дисторсией, можно уменьшить путем выбора увеличения, уравнивающего ее на краю кривой. Другими словами, фоторедукция должна быть уменьшена на коэффициент  $1 + \alpha(r_{\max})$  от значения, рассчитанного при условии отсутствия дисторсии. Таким образом, ошибка увеличения, вызванная дисторсией на произвольном радиусе  $r$ ,

$$M(\alpha) = [1 + \alpha(r)] / [1 + \alpha(r_{\max})]. \quad (12.5)$$

Ошибки выравнивания, связанные с использованием реальной голограммы в качестве эталонной пластины, имеют место и при контроле с помощью синтезированной. Поэтому при вычерчивании СГ на ее рисунке должны присутствовать выравнивающие линии для получения нужных размеров голограммы.

### 12.3.3. Результаты, получаемые при использовании синтезированной голограммы

На рис. 12.7 и 12.8 показано применение СГ для контроля различных оптических систем, создающих асферические волновые фронты.

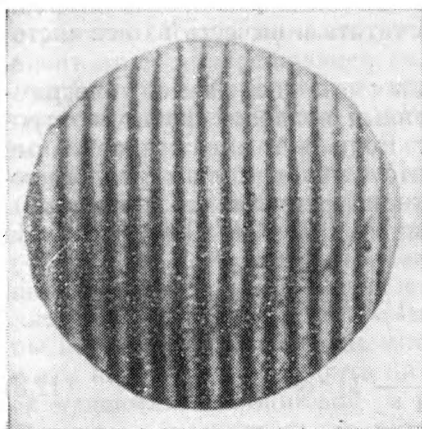


Рис. 12.7. Контроль с помощью синтетической голограммы асферического волнового фронта при максимальном изгибе  $126 \lambda$  на радиус и асферичности  $64 \lambda$  [34]

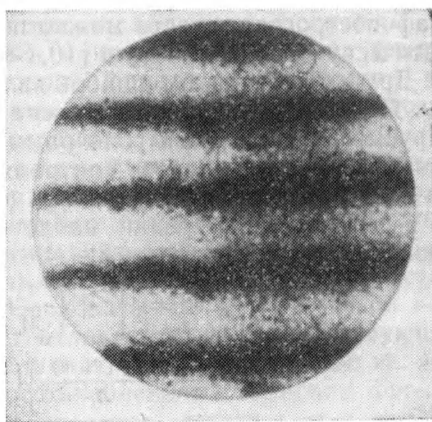


Рис. 12.8. Результат голографического контроля линзы, имеющей сферическую aberrацию третьего и пятого порядков, равную  $50 \lambda$

На рис. 12.7 представлены результаты контроля с помощью синтетической голограммы несимметричного асферического фронта, для которого не может быть использован компенсационный метод с применением традиционных оптических систем. Контролируемый волновой фронт имел максимальный изгиб  $126\lambda$  на радиус и  $64\lambda$  на отклонение. Средняя квадратичная ошибка контроля составила  $0,07\lambda$ .

На рис. 12.8 представлена интерферограмма объектива, имеющего сферическую аберрацию третьего и пятого порядка, равную  $50\lambda$ . Ее анализ показывает, что среднее квадратическое отклонение волновых фронтов, созданных объективом и голограммой, отличается менее чем на  $1/15\lambda$ .

### **12.3.4. Сочетание голограмм с традиционными оптическими компенсаторами**

Хотя синтезированная голограмма может быть рассчитана для любой, даже самой сложной оптической системы и теоретически возможно создание больших, интерферометрически контролируемых графопостроителей для ее изготовления, временные и материальные затраты при этом часто достигают недопустимых размеров. Аналогично могут быть рассчитаны и изготовлены отражательные и преломляющие оптические компенсаторы практически для любой оптической системы, но и их изготовление часто требует затрат времени и средств, превышающих практические возможности. Поэтому с неизбежностью возникает вопрос: можно ли заменить сложные СГ или оптический компенсатор комбинацией относительно простого компенсатора и СГ? Во многих случаях ответ будет положительным, и, вероятно, именно такое решение проблемы следует считать оптимальным.

Для иллюстрации потенциальных возможностей комбинированного контроля ниже приведены результаты измерения главного зеркала внеосевой системы Кассегрена, имевшего отклонение около  $455\lambda$  (при  $514,5$  нм) и максимальный изгиб около  $1500\lambda$  на радиус [37] и представлявшего собой внеосевой сегмент диаметром  $69$  см, центр которого лежит в  $81$  см от оси симметрии всей асферической поверхности. Оптическим компенсатором служило сферическое зеркало Максудова (рис. 12.9), которое уменьшает асферичность и изгиб волнового фронта с  $910$  до  $45\lambda$  и с  $3000$  до  $70\lambda$  на радиус соответственно. Для устранения остаточной асферичности использовалась голограмма.

На рис. 12.10, а показаны интерферограммы, полученные при таком комбинированном контроле, а на рис. 12.10, б — результаты анализа той же системы с помощью дорогостоящего преломляющего оптического компенсатора. СГ была изготовлена для контроля только участка внутри искаженного круга, показанного на рис. 12.10, б. Принимая во внимание, что интерферограмма, полученная с помощью оптического компенсатора, имеет гораздо большую дисторсию, чем интерферограмма типа СГ — Максудова, а также то,

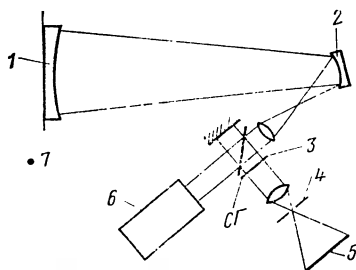
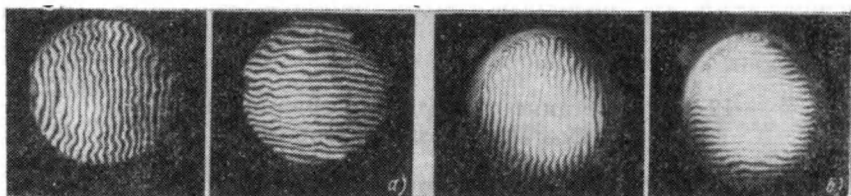


Рис. 12.9. Интерферометр СГ — Максудова:

1 — контролируемое асферическое зеркало; 2 — сферическое зеркало Максудова; 3 — изображение контролируемого зеркала; 4 — пространственный фильтр; 5 — плоскость интерферограммы; 6 — лазер; 7 — центр кривизны сферического зеркала Максудова

Рис. 12.10. Результаты контроля:

а — способом СГ — Максудова при  $\lambda=514,5$  нм;  
б — с использованием линзового компенсатора при  $\lambda=632,8$  нм [37]



что существует различие в чувствительности ( $\lambda=632,8$  нм для компенсационного контроля и 514,5 нм для контроля способом СГ — Максудова), становится ясно, что полученные результаты очень схожи. Как и ожидалось, местные «бугры» и «ямы» на поверхности зеркала одинаковы при контроле обоими методами. Максимальная погрешность поверхности составляла 0,46 $\lambda$  (при 632,8 нм) при измерении с помощью оптического компенсатора и 0,39 $\lambda$  (при 514,5 нм) для контроля способом СГ — Максудова. Соответственно, средняя квадратическая ошибка измерений составляла 0,06 $\lambda$  для компенсационного контроля и 0,07 $\lambda$  для комбинационного. Эти результаты подтверждают, что для многих случаев дорогостоящие оптические компенсаторы могут заменяться сочетанием относительно недорогих оптических компенсаторов и синтезированных голограмм.

### 12.3.5. Перспективы контроля с помощью синтезированных голограмм

Использование синтезированных голограмм значительно упрощает контроль асферических поверхностей, которые становятся все более популярными в оптических расчетах. Хотя количество асферических поверхностей, которые могут контролироваться непосредственно с помощью СГ, ограничено, сочетание простого оптического компенсатора и СГ является очень многообещающим.

Создание и использование синтезированных голограмм аналогично применению интерферометра, образующего много интерференционных полос даже для качественной оптической системы, с последующей записью интерферограммы и сканированием ее на устройстве, подобном графопостроителю, применяемому для записи СГ. Сложности сканирования и обработки интерферограмм высокой плотности, а также изготовления СГ очень схожи. Преимущество синтезированных голограмм заключается в том, что, будучи однаж-



ды изготовленной, СГ может многократно использоваться для измерений. Что касается оптика, ему значительно удобнее иметь дело с компенсационным контролем, не требующим применения компьютера.

#### 12.4. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ДВУХ ДЛИН ВОЛН

Часто при контроле на ранней стадии изготовления поверхность известна недостаточно точно для выполнения компенсационного контроля: результирующая интерферограмма содержит слишком много полос и их анализ невозможен. Так как при этом высокая точность контроля не требуется, для уменьшения количества полос в интерферограмме можно использовать длинноволновой источник света. К сожалению, это создает свои проблемы, так как усложняется применение пленки для прямой записи интерферограммы, а невозможность видеть излучение вызывает значительные экспериментальные трудности. Как показано в работах [17, 35, 39, 40], голография двух длин волн (ГДДВ) обеспечивает возможность использования видимого света для получения интерферограммы, идентичной той, которая возникает от длинноволнового источника.

##### 12.4.1. Основная методика

Для контроля оптических элементов на ранней стадии их изготовления полезны две основные методики. Первая состоит в фотографировании интерференционной картины, полученной при контроле оптической детали на длине волны  $\lambda_1$  в интерферометре, аналогичном модифицированному прибору Тваймана — Грина (см. рис. 12.1). Фотография интерференционной картины (голограмма) проецируется, вновь устанавливается в интерферометр в положение, которое она занимала при экспонировании, и освещается с помощью интерферограммы, полученной при контроле детали с использованием длины волны  $\lambda_2$ . Можно показать [35], что муаровая картина будет идентична интерферограмме, которая возникает при работе с длиной волны  $\lambda_{eq}$ , где

$$\lambda_{eq} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} \cdot \quad (12.6)$$

Табл. 12.1 содержит значения  $\lambda_{eq}$ , которые можно получить с помощью различных пар длин волн из аргонового и гелий-неонового лазеров. Применяя лазер на красителях, можно реализовать непрерывный ряд эквивалентных длин волн [28].

Такая муаровая картина будет обладать высокой контрастностью, если только две интерференционные картины, создающие ее, высококонтрастны. При необходимости контрастность можно увеличить пространственным фильтрованием; для повышения его эффективности угол между интерферирующими фронтами в интерферометре должен быть таким, чтобы только объектный пучок проходил через пространственный фильтр (апертуру), как показано на

### 12.1. Возможные значения эквивалентных $\lambda_{eq}$ , получаемых с помощью аргонного и гелий-неонового лазеров

$\lambda_1$ , мкм	$\lambda_2$ , мкм						
	0,4579	0,4765	0,4880	0,4965	0,5017	0,5145	0,6328
0,4579	—	11,73	9,95	5,89	5,24	4,16	1,66
0,4765	11,73	—	20,22	11,83	9,49	6,45	1,93
0,4880	9,95	20,22	—	28,5	17,78	9,47	2,13
0,4965	5,89	11,83	28,5	—	47,9	14,19	2,30
0,5017	5,24	9,49	17,87	47,9	—	20,16	2,42
0,5145	4,16	6,45	9,47	14,19	20,16	—	2,75
0,6328	1,66	1,93	2,13	2,30	2,42	2,75	—

рис. 12.1. Пространственно отфильтрованная муаровая картина является результатом интерференции между волновым фронтом, возникающим при освещении светом с длиной волны  $\lambda_2$  голограммы, записанной с длиной волны  $\lambda_1$ , и волновым фронтом от оптического компонента при использовании длины волны  $\lambda_2$ .

Интерференционная картина (голограмма) должна быть записана в плоскости изображения выходного зрачка контролируемой детали, так как интерферограмма, полученная при использовании голографии двух длин волн, дает точную разность между двумя интерферирующими пучками только в плоскости голограммы.

На рис. 12.11, а представлена интерферограмма оптической детали, контролируемой на длине волны  $\lambda = 0,4880$  мкм. Другие интерферограммы, показанные на рисунке, получены при контроле той же детали методом двухволновой голографии. Интерферограммы

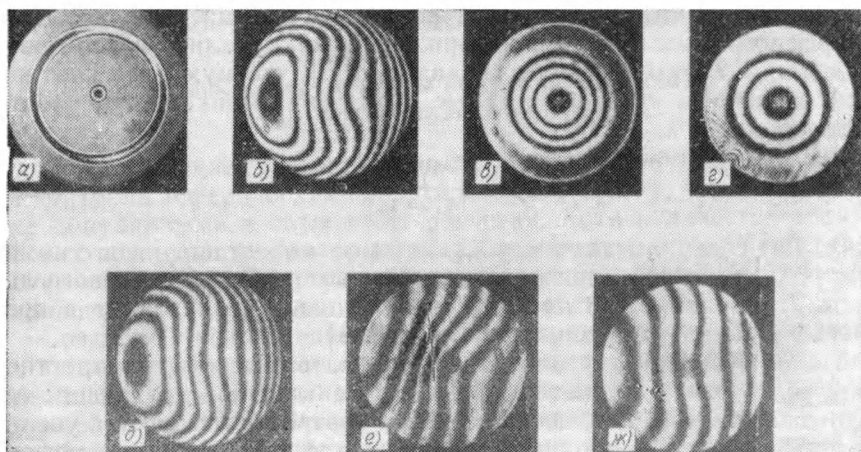


Рис. 12.11. Интерферограммы оптической детали:

а —  $\lambda = 0,4880$  мкм; б —  $\lambda_{eq} = 6,45$  мкм; в —  $\lambda_{eq} = 6,45$  мкм; г —  $\lambda_{eq} = 9,47$  мкм; д —  $\lambda_{eq} = 9,47$  мкм; е —  $\lambda_{eq} = 20,22$  мкм; ж —  $\lambda_{eq} = 28,5$  мкм [35]

на рис. 12.11, *б*, *в*, *г* и *д* соответствуют записи голограммы с  $\lambda = 0,5145$  мкм, которая затем освещалась с помощью интерференционной картины, полученной на длине волны  $\lambda = 0,4880$  мкм — для *г* и *д* и  $\lambda = 0,4765$  мкм — для *б* и *в*. Картины были пространственно отфильтрованы, а величина наклона подобрана в реальном масштабе времени путем изменения угла падения эталонного волнового фронта на голограмму при ее восстановлении. Фотографии *е* и *ж* получены путем записи интерферограммы на длине волны  $\lambda = 0,4880$  мкм с последующим освещением ее интерференционной картиной, полученной при использовании длин волн соответственно 0,4765 и 0,4865 мкм.

В описанной выше методике конечная интерферограмма показывает различие между интерференционной картиной, записанной в определенный момент времени, и картиной, существующей в более поздний момент. Если они различаются по другим причинам, кроме изменения длины волны (например, из-за турбулентности воздуха), то получаемые результаты будут неверны. Другими словами, если воздушная турбулентность вызывает изменение между интерференционными картинками, полученными при  $\lambda = 0,4880$  и 0,5145 мкм, равное одной полосе, то муаровая интерферограмма будет содержать такую же погрешность, которая, как следует из табл. 12.1, составляет 9,47 мкм.

Влияние воздушной турбулентности можно уменьшить путем одновременной записи двух интерферограмм с двумя длинами волн. Если процесс записи достаточно нелинейный и интерферограммы имеют высокую контрастность, полученная интерферограмма представляет собой муаровую картину, описанную выше. Обычно низкий контраст не позволяет ее использовать, однако, когда эта интерферограмма (голограмма) освещается от источника плоской, пространственно отфильтрованной волной и вновь изображается способом, приведенным на рис. 12.1, получаем высоконтрастную картину, идентичную имеющей место при использовании первого метода двухволновой голографии. Поскольку обе интерферограммы записываются одновременно и дисперсия воздуха невелика, чувствительность интерферометра к воздушной турбулентности в целом такая же, как при применении длинноволнового источника света.

#### 12.4.2. Контроль шлифованных поверхностей

Голографию двух длин волн можно применять для получения интерферограмм шлифованных стеклянных поверхностей точно так же, как излучение с  $\lambda = 10,6$  мкм  $\text{CO}_2$ -лазера [24]. На рис. 12.12 показана интерферограмма двухволновой голографии примерно половины поверхности шлифованного стеклянного зеркала диаметром 7,5 см с апертурой  $f/12$ . Можно убедиться, что полосы имеют удивительно хорошую контрастность. Однако при этом возникают две проблемы. Во-первых, голограмма получается при использовании видимого света, и шлифованная поверхность настоль-

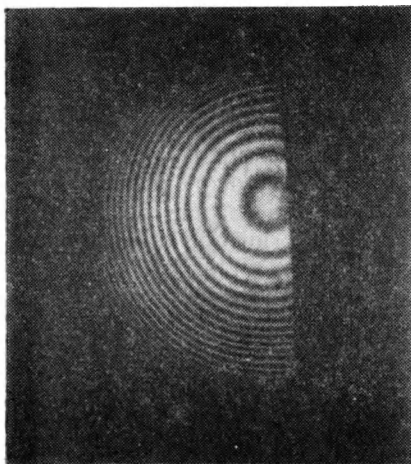


Рис. 12.12. Интерферограмма участка шлифованного стеклянного зеркала при  $\lambda_{eq} = 9,47$  мкм

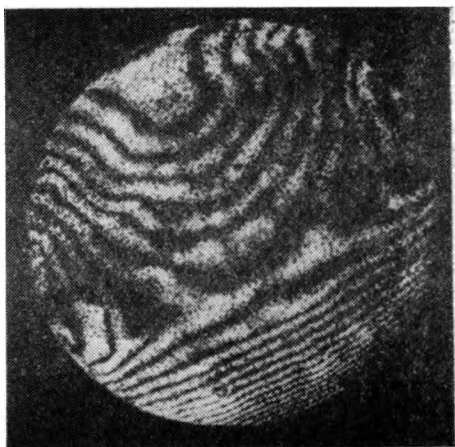


Рис. 12.13. Интерферограмма покрытой лаком поверхности шлифованного гиперболического зеркала, полученная при  $\lambda_{eq} = 9,47$  мкм

ко сильно рассеивает его, что лишь небольшое количество света попадает назад, через объектив на голограмму; в результате возникает необходимость большой экспозиции.

Во-вторых, имеются трудности, связанные с настройкой интерферометра, когда контролируемая деталь не дает зеркального отражения. Для решения этой проблемы существуют различные методы нанесения на шлифованную стеклянную поверхность восковых покрытий [23]. Метод, который оказался самым действенным, был впервые предложен и опробован П. Ремияном из фирмы «Айтек» (*Itek*). На контролируемую шлифованную стеклянную поверхность распыляют аэрозольный лак хиплар (*Hyplar*) обычно применяемый для покрытия картин, написанных маслом; в результате получают зеркальное отражение, пригодное для контроля. На рис. 12.13 приведена интерферограмма гиперболической поверхности, отшлифованной абразивом М5. Исследования показали, что равномерность такого покрытия пригодна для максимальных погрешностей поверхности до 3 мкм — предела, соответствующего контролю на ранних стадиях изготовления. Так как большую поверхность полируют несколько часов, а на распыление лака уходит несколько минут, эта методика помогает сэкономить значительное количество времени.

#### 12.4.3. Техника электронного детектирования

Голография двух длин волн весьма полезна и обеспечивает измерения с изменяющейся чувствительностью, но ее недостатком является неизбежный процесс фотопроявления. По мере совершенствования материалов и устройств с проявлением в реальном

времени, таких, как фотохром, фотополимеры и термопласты, необходимость выполнения химического фотографического процесса будет устранена и двухволновая голография станет еще более полезной. В последнее время появились методы двухволновой интерферометрии с электронным детектированием, позволяющие получать такие же данные, что и при использовании двухволновой голографии, но без фотографических голографических процессов. Два таких метода кратко описаны ниже.

Первый заключается в сканировании интерференционной картины электронным детектором и подсчете количества полос, проходящих данную точку за время, пока длина волны света с помощью лазера на красителях непрерывно изменяется в диапазоне от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ . Легко показать, что и в этом случае эквивалентную длину волны  $\lambda_{eq}$  можно получить с помощью уравнения (12.6). Другими словами, если за указанный промежуток времени данную точку пройдет  $N$  полос, разность оптического хода двух интерферирующих в ней пучков будет равна  $N\lambda_{eq}$ .

Второй метод [27] состоит в суперпозиции двух систем интерференционных полос, образованных при  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Если источники с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  могут работать в интерферометре одновременно, то лучи на выходе будут скорее непосредственно взаимодействовать друг с другом, чем с эталонной маской или голограммой. В результате две интерференционные картины складываются друг с другом, а не умножаются, и результат проявляется скорее в форме модуляции контрастности полос, чем модуляции интенсивности. Если несущая частота контрастно-модулированного сигнала отфильтровывается пространственно, остается только равномерное поле, а нужная информация будет потеряна. Однако, если для управления контрастом модуляции используется камера диссектора или подобное электронное устройство развертки изображения, среднее излучение вычитается из сигнала, и результирующий электрический сигнал с модулированной амплитудой возводится в квадрат электронным способом и направляется через низкочастотный фильтр; в результате получается низкочастотная составляющая, представляющая  $\lambda_{eq}$ .

## 12.5. МУАРОВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Муаровую интерферометрию можно весьма обоснованно рассматривать в качестве дополнения к традиционной голографической интерферометрии, особенно полезного при контроле инфракрасной оптики. Хотя двухволновая голография может использоваться для определения формы поверхностей при любых инфракрасных длинах волн, при этом необходимы соответствующие внешние условия видимой интерферометрии. Методом муара легко контролировать форму поверхности при любой длине волны источника в диапазоне 10—100 мкм при пониженных требованиях к внешним условиям и без промежуточной фотографической установки. Голографическая интерферометрия позволяет осуществлять неразрушающий контроль деформаций размером до нескольких микро-

метров с точностью в несколько долей микрометра, тогда как муаровая интерферометрия имеет точность от 10 мкм до нескольких миллиметров при соответственно увеличенном полезном диапазоне деформаций.

### 12.5.1. Основные принципы

Хотя техника муара применяется в течение многих лет, лишь недавно были вполне осознаны все потенциальные возможности муаровой интерферометрии [1, 5, 21, 32, 33]. Представим парал-

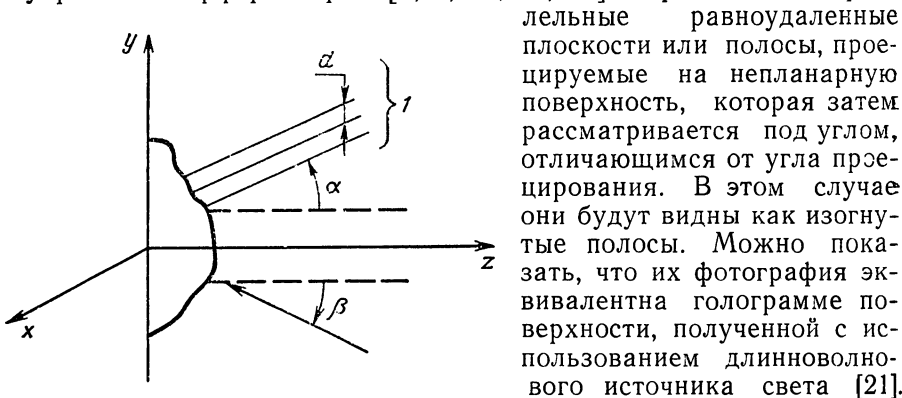


Рис. 12.14. Вид полос, спроецированных на контролируемую поверхность  $Z=f(x, y)$  под углом  $\alpha$  и наблюдаемых под углом  $\beta$ :

$l$  — положение полос или линий, проецируемых на поверхность

лельные равноудаленные плоскости или полосы, проецируемые на непланарную поверхность, которая затем рассматривается под углом, отличающимся от угла преецирования. В этом случае они будут видны как изогнутые полосы. Можно показать, что их фотография эквивалентна голограмме поверхности, полученной с использованием длинноволнового источника света [21].

Если поверхность, описываемая функцией  $Z=f(x, y)$ , освещается и рассматривается, как это показано на рис. 12.14, по фотографии

спроецированных полос можно определить контурные линии поверхности по отношению к плоскости; контурный интервал  $C$  при этом равен

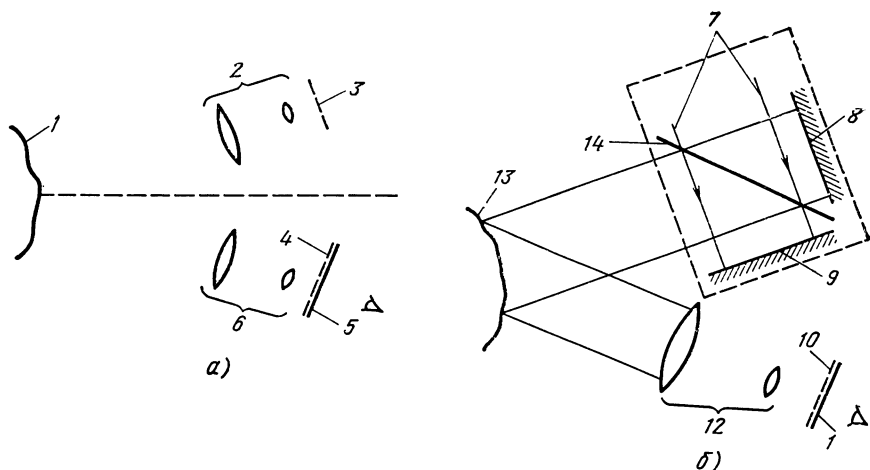
$$C = d / (\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \beta). \quad (12.7)$$

Правило знаков для углов понятно из рисунка. Муаровая картина фотографии спроецированных полос, сравниваемых с системой прямых линий, эквивалентна изменению наклона эталонной поверхности. Муаровая картина двух фотографий спроецированных полос для разных объектов определяет различие между этими двумя объектами, например эталонной и другой, предположительно идентичной ей, оптическими поверхностями. Таким же образом можно проводить измерение деформаций.

### 12.5.2. Экспериментальные установки

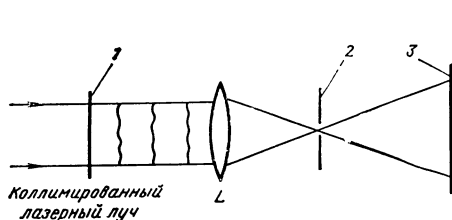
Для реализации муаровой интерферометрии можно использовать разные экспериментальные установки, три из которых показаны на рис. 12.15—12.17.

На рис. 12.15, а на контролируемую поверхность проецируется решетка. В данном случае нет необходимости в когерентности или



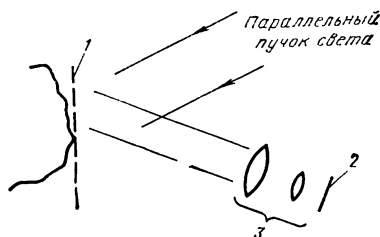
**Рис. 12.15.** Экспериментальная установка для муаровой интерферометрии при проецировании на поверхность:

*a* — решетки; *б* — полос; *1* — контролируемая поверхность; *2* — проекционная система; *3, 10* — решетка; *4* — решетка (изображение поверхности); *5* — шлифованный экран; *6, 12* — фотокамера; *7* — падающий параллельный пучок от лазера; *8, 9* — зеркало; *11* — экран; *13* — спроецированные полосы; *14* — светоделитель



**Рис. 12.16.** Использование пространственного фильтрования для устранения несущей частоты:

*1* — изображение линий решетки; *2* — пространственный фильтр; *3* — картина



**Рис. 12.17.** Использование одиночной решетки для проецирования и наблюдения:

*1* — решетка; *2* — экран; *3* — телецентрическая камера (телеобъектив)

даже монохроматичности источника света. Как фотокамера, так и проектор с решеткой должны представлять собой телецентрические системы для того, чтобы углы проекций и обзора можно было достаточно точно определить. Контролируемая поверхность изображается на решетке, чтобы выбрать необходимый наклон эталонной плоскости. Если рядом со второй решеткой установить матовое стекло, муаровую картину можно наблюдать непосредственно. Ее можно сфотографировать, заменив стекло фотопластинкой. Недостатком метода является то, что высокочастотные полосы при прохождении через оптическую систему теряют контраст, к тому же проектор имеет ограниченную глубину резкости.

Для его устранения проектор с решеткой заменяют интерферометром (рис. 12.15, б) и используют когерентный лазерный пучок. Светоделитель с помощью слегка наклоненного зеркала проецирует

на контролируемую поверхность интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции двух коллимированных пучков. Их нелокализованность приводит к тому, что в проекционной системе отсутствует проблема глубины фокуса.

На конечной фотографии будет воспроизводиться высокая несущая частота, если только не будут предприняты меры предотвратить это с помощью, например, пространственного фильтрования (рис. 12.16). Второй способ заключается в увеличении частоты сверх разрешающей способности пленки. Например, пленка типа «полароид» (*Polaroid*) имеет разрешающую способность 22—28 пар линий на 1 мм; если несущая частота превысит этот предел, на муаровой картине, создаваемой перед плоскостью пленки, воспроизведутся только относительно грубые элементы.

Третья возможная установка показана на рис. 12.17. Здесь для проецирования и наблюдения используется одна и та же решетка, и поэтому камера, не разрешая ее высокочастотные линии, изобразит с более высоким контрастом только муаровую картину. Другим преимуществом является то, что решетка может свободно перемещаться (но не вращаться) в своей плоскости, не изменяя воспринимаемую муаровую картину. Если в ходе экспозиции решетка медленно перемещается, это не отразится на качестве фотографии и будет записываться только неподвижная муаровая картина. Воспринимаемую чувствительность (полосы на единицу деформации) можно легко изменять путем вращения решетки; она доходит до нуля, когда линии решетки расположены параллельно плоскости источника света — камеры. И, наконец, определение контура поверхности может выполняться с помощью белого света; проектор и камера здесь являются телецентрическими и имеют относительно большую апертуру. Недостаток метода заключается в необходимости

помещать решетку вплотную к контролируемой поверхности, однако необходимость этого требования ослабевает по мере того, как камера становится более длиннофокусной, источник света — коллимированным, а несущая частота уменьшается.

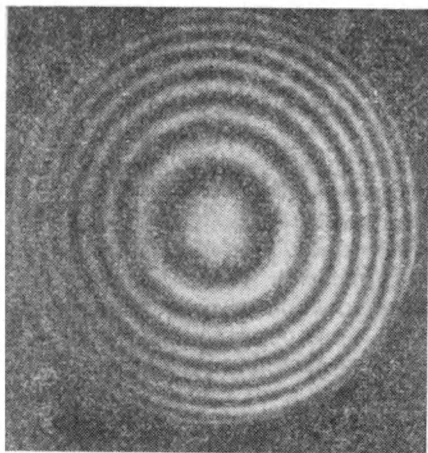


Рис. 12.18. Муаровая интерферограмма сферического зеркала ( $\lambda_{eq}=200$  мкм)

### 12.5.3. Результаты экспериментов

На рис. 12.18 изображена интерферограмма сферической поверхности, полученная по схеме (см. рис. 12.17) с использованием  $\lambda_{eq}=200$  мкм. Ее анализ подтверждает, что муаровая интерферометрия действительно является важным дополнением к традиционной голографии и может быть



исключительно полезна при контроле длинноволновых оптических деталей и систем.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Benoit P., Mathieu E., Hormier J., Thomas A. Characterization and Control of Three Dimensional Objects Using Fringe Projection Techniques. *Nouv. Rev. Opt.*, 6, 67 (1975).
2. Biedermann K. Information Storage Materials for Holography and Optical Data Processing, *Opt. Acta*, 22, 103 (1975).
3. Birch K. G., Green F. J. The Application of Computer Generated Holograms to Testing Optical Elements, *J. Phys., D: Appl. Phys.*, 5, 1982 (1972).
4. Broder-Bursztyn F., Malacara-Hernandez D. Holographic Interferometer to Test Optical Surfaces, *Appl. Opt.*, 14, 2280 (1975).
5. Brooks R. E., Heflinger L. O. Moiré Gauging Using Optical Interference Patterns, *Appl. Opt.*, 8, 935 (1969).
6. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H. *Optical Holography*, Academic Press, New York, 1971.
7. Deever W. T. Testing of Commercial Aspheres with Computer-Generated Holography, *J. Opt. Soc. Am.*, 65, 1216 (1975).
8. Faulde M., Fercher A. F., Torge R., Wilson R. N. Optical Testing by Means of Synthetic Holograms and Partial Lens Compensation, *Opt. Commun.*, 7, 363 (1973).
9. Fercher A. F. Testing Optical Mirrors by Holography, *Unsch. Wiss. Tech.*, 73, 270 (1973).
10. Fercher A. F., Kriesche M. Binäre Synthetische Hologramme zur Prüfung Asphärischer Optischer Elemente, *Optik*, 35, 168 (1972).
11. Fercher A. F. Computer generated holograms for testing optical elements: Error analysis and error compensation, *Opt. Acta*, 23, 347 (1976).
12. Haines K. A., Hildebrand B. P. Surface Deformation Measurement Using the Wavefront Reconstruction Technique, *Appl. Opt.*, 5, 595 (1966).
13. Hansler R. L. Application of Holographic Interferometry to the Comparison of Highly Polished Reflecting Surfaces, *Appl. Opt.*, 7, 711 (1968a).
14. Hansler R. L. A Holographic Foucault Knife-Edge Test for Optical Elements of Arbitrary Design, *Appl. Opt.*, 7, 1863 (1968b).
15. Hildebrand B. P., Haines K. A. Interferometric Measurements Using the Wavefront Reconstruction Techniques, *Appl. Opt.*, 5, 172 (1966).
16. Hildebrand B. P., Haines K. A. Multiple Wavelength and Multiple Source Holography Applied to Contour Generation, *J. Opt. Soc. Am.*, 57, 155 (1967).
17. Hildebrand B. P., Haines K. A., Larkin R. Holography as a Tool in the Testing of Large Apertures, *Appl. Opt.*, 6, 1267 (1967).
18. Ichioka Y., Lohmann A. W. Interferometric Testing of Large Optical Components with Circular Computer Holograms, *Appl. Opt.*, 11, 2597 (1972).
19. Kurtz R. L., Owen R. B. Holographic Recording Materials.— A Review, *Opt. Eng.*, 14, 393 (1975).
20. Larionov N. P., Lukin A. V., Mustafin K. S. Holographic Inspection of Shapes of Unpolished Surfaces, *Sov. J. Opt. Technol.*, 39, 154, 1972 (оригинал на русском языке: Оптико-механическая промышленность, 1972, № 3, с. 35).
21. MacGovern A. J. Projected Fringes and Holography, *Appl. Opt.*, 11, 2972 (1972).
22. MacGovern A. J., Wyant J. C. Computer Generated Holograms for Testing Optical Elements, *Appl. Opt.*, 10, 619 (1971).
23. Moreau B. G., Hopkins R. E. Application of Wax to Fine Ground Surfaces to Simulate Polish, *Appl. Opt.*, 8, 2150 (1969).
24. Munnerlyn C. R., Latta M. Rough Surface Interferometry Using a CO<sub>2</sub> Laser Source, *Appl. Opt.*, 7, 1858 (1968).
25. Pastor J. Hologram Interferometry and Optical Technology, *Appl. Opt.*, 8, 525 (1969).
26. Pastor J., Evans G. E., Harris J. S. Hologram-Interferometry: A Geometrical Approach, *Opt. Acta*, 17, 81 (1970).
27. Polheimus C. Two-Wavelength Interferometry, *Appl. Opt.*, 12, 2071 (1973).

28. **Schmidt W., Vogel A., Preubler D.** Holographic Contour Mapping Using a Dye Laser, Appl. Phys., 1, 103 (1973).
29. **Smith H. M.** Principles of Holography, John Wiley, New York, 1975e.
30. **Snow K., Vandewarker R.** On Using Holograms for Test Glasses, Appl. Opt., 9, 822 (1970).
31. **Takahashi T., Konno K., Kawai M.** Some Improvements in Computer Hologram for Testing Aspheric Surface, Proceedings of the ICO Conference on Optical Methods in Scientific and Industrial Measurements, Tokyo, 1974, Jap. J. Appl. Phys., 14, Suppl. 1, 247 (1975).
32. **Takasaki H.** Moire Topography, Appl. Opt., 9, 1467 (1970).
33. **Takasaki H.** Moire Topography, Appl. Opt., 12, 845 (1973).
34. **Van Deelen W., Nisenson P.** Mirror Blank Testing by Real-Time Holographic Interferometry, Appl. Opt., 8, 951 (1969).
35. **Wyant J. C.** Testing Aspherics Using Two-Wavelength Holography, Appl. Opt., 10, 2113 (1971).
36. **Wyant J. C., Bennett V. P.** Using Computer Generated Holograms to Test Aspheric Wavefronts, Appl. Opt., 11, 2833 (1972).
37. **Wyant J. C., O'Neill P. K.** Computer Generated Hologram; Null Lens Test of Aspheric Wavefronts, Appl. Opt., 13, 2762 (1974).
38. **Wyant J. C., O'Neill P. K., MacGovern A. J.** Interferometric Method of Measuring Plotter Distortion, Appl. Opt., 13, 1549 (1974).
39. **Zelenka J. S., Varner J. R.** A New Method for Generating Depth Contours Holographically, Appl. Opt., 7, 2107 (1978).
40. **Zelenka J. S., Varner J. R.** Multiple- Index Holographic Contouring, Appl. Opt., 8, 1431 (1969).

# Интерферометры со сканированием интерференционных полос

*Дж. Х. Брунинг*

## 13.1. СКАНИРОВАНИЕ ПОЛОС

Чувствительность стационарной интерференционной картины в интерферометрах с двойным прохождением лучей ограничивается величиной  $\lambda/2$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения. Ее можно увеличить за счет использования многолучевых устройств [20], а с помощью метода многоволновой многолучевой интерферометрии несложно интерпретировать возникающие полосы [9]. Следует помнить, однако, что увеличение резкости у многолучевых полос позволяет лишь точнее определить местоположение их максимальных значений, но не повышает чувствительность измерений. Для ее повышения требуется уменьшать длину волны используемого света или применять способы интерполяции полос. Сканирование полос с одновременным контролем интенсивности в точках позволяет установить их профиль, т. е. получить спектроскопическую информацию в случае использования интерферометра Фабри — Перо, а также определять данные об измеряемых расстояниях при подсчете полос и характеристики формы контролируемой поверхности или волнового фронта (с помощью, например, интерферометра Тваймана — Грина). В последнем случае измерение интенсивности по массиву точек обеспечивает точное определение формы двухмерной интерференционной картины.

Различают пассивное и активное сканирование полос. Рассмотрим их вначале на примере двухмерной картины. Пассивное сканирование, подробно описанное в [11], подразумевает оптическое сканирование интерферограмм и обработку денситометрических данных для получения необходимой информации. При этом из-за нелинейности фотопроцесса максимальная точность имеет место в вершинах полос, минимальная — в промежутках между ними. Поэтому обычно интерферометр настраивают так, чтобы в поле зрения попало максимальное количество полос. Это, к сожалению, уже само по себе вносит искажения в форму волнового фронта, особенно если у фотообъектива имеется собственная дисторсия. Фотография фиксирует все ошибки из-за атмосферной турбулентности, дрейфа и других погрешностей интерферометра. Интерферограмма по своей сущности наиболее точно характеризует контролируемый объект, если полосы разведены друг от друга на максимально возможное расстояние. Если полосы смещены на определенную величину и затем прослежены, их экстремальное положение можно ис-

пользовать для интерполяции картины [12]. Смещение полос, определение их локализации и регистрацию следует проводить достаточно быстро, чтобы оперировать с одним и тем же волновым фронтом. Этот способ сканирования не практичен и требует больших затрат времени, если необходимо обработать значительное количество фотографий.

Если длина пути является линейной функцией времени, становится возможной синусоидальная интерполяция или регрессия получаемых данных по всем точкам интерферограммы. При этом интерполяция интенсивности как функции времени обеспечивает получение информации о фазе синусоидального сигнала, и измерение последней у большого числа точек позволяет определить искомую форму волнового фронта. Необходимо подчеркнуть различие между пространственной и временной интерполяциями. Точная функция пространственной интерполяции между неподвижными полосами становится известной лишь тогда, когда полностью определена форма волнового фронта, а синусоидальная интерполяция интенсивности в точках полосы возможна по отношению к длине оптического хода.

### 13.2. СИНХРОННОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛОС

Рассмотрим сначала механизм образования полос в интерферометре Тваймана — Грина, изображенном на рис. 13.1 (см. гл. 2). Если предположить, что используют качественные детали и коллимированный источник света, то эталонный и контролируемый волновой фронт, соответственно, определяются выражениями

$$\begin{aligned} w_r(x, y) &= a e^{2ik}; \\ w_t(x, y) &= b e^{2ikw(x, y)}, \end{aligned} \quad (13.1)$$

где  $a$  и  $b$  — амплитуды волновых фронтов;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $l$  — эффективное значение длины пути эталонного волнового фронта;  $w(x, y)$  — контролируемая отражающая оптическая поверхность. После восстановления на светоделителе, два волновых фронта интерферируют и образуют картину, в нормализованном виде описываемую выражением

$$I(x, y, l) = |w_r + w_t|^2 = 1 + \gamma \cos 2k[w(x, y) - l], \quad (13.2)$$

где  $\gamma = 2ab/(a^2 + b^2)$  — контрастность или глубина модуляции интерференционных полос. Промежутки между полосами или минимальные значения интенсивности соответствуют случаю, когда разность  $[w(x, y) - l]$  примерно равна  $\lambda/2$ . Синусоидальное пространственное изменение интерференционной картины имеет место только при линейной зависимости  $w(x, y)$  от  $x$  и  $y$ . В то же время интенсивность в каждой точке всегда является синусоидальной функцией  $l$ . Эта особенность полос часто интерпретируется как эффект Доплера [13]. Используя ее и применяя некоторые методы теории свя-

зи, можно получить значение функции  $w(x, y)$  с достаточно высокой точностью. Среди них вызывают особый интерес методы синхронного (когерентного) и автокорреляционного детектирования для выделения периодических сигналов из шума, являющиеся основой дальнейшей космической связи. Их очень удобно использовать и при детектировании интерференционных полос, так как уравнение (13.2) представляет собой периодическую функцию  $l$ .

Предположим, что выражение для интерференционной картины  $I[x, y, l(t)]$  содержит шумовой член  $n(t)$ , наличие которого вызвано, например, механической вибрацией, турбулентностью, шумом детектора и другими факторами. Для выделения сигнала умножим сигнал плюс шум на некоторую синусоидальную величину той же несущей частоты  $2kl(t)$  и проведем усреднение в достаточно большом промежутке времени (на большом числе периодов):

$$\langle I_1 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \{I[x, y, l(t)] + n(t)\} \cos 2kl(t) dt. \quad (13.3)$$

Если шумовой член  $n(t)$  не является спектрально чистым, он не дает вклада в корреляционный интеграл, что приводит к выражению

$$\langle I_1 \rangle = \gamma \cos 2kw(x, y). \quad (13.4)$$

Интеграл корреляции из уравнения (13.3) достигает максимума, если синусоидальный сигнал  $I[x, y, l(t)]$  коррелирует с некоторым сигналом той же частоты и фазы. Уравнение (13.4) представляет собой такой максимум при  $w(x, y) = 0$ . Так как мы априори не знаем фазу  $w(x, y)$  синусоидальной интенсивности  $I[x, y, l(t)]$ , можно также одновременно осуществлять корреляцию того же сигнала с  $\sin 2kl(t)$ , что приводит к аналогичному выражению

$$\langle I_2 \rangle = \gamma \sin 2kw(x, y). \quad (13.5)$$

Тогда для искомой величины имеем

$$w(x, y) = \frac{1}{2k} \operatorname{tg}^{-1} \frac{\langle I_2 \rangle}{\langle I_1 \rangle} \bmod \pi. \quad (13.6)$$

Тот же результат может быть получен при разложении функции интенсивности интерферограммы в ряд Фурье, так как он яв-

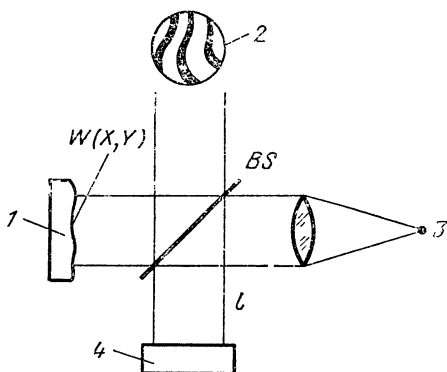


Рис. 13.1. Интерферометр Тваймана — Грина [2]:

$I$  — контролируемая поверхность; 2 — интерференционная картина  $I(X, Y)$ ; 3 — источник света; 4 — эталонная поверхность

ляется периодической функцией  $l$  во всех точках поля. Интересно отметить, что в этом случае разложение Фурье точно совпадает с методом автокорреляционного или синхронного детектирования. Представим интерференционную картину в виде уравнения

$$I^*(x, y, l) = \frac{a_0}{2} + \sum_{r=1}^{\infty} a_r \cos 2krl + \sum_{r=1}^{\infty} b_r \sin 2krl. \quad (13.7)$$

Она может быть получена на любом типе многолучевого интерферометра. В двухлучевых устройствах для описания интерференционных полос достаточно коэффициентов первого порядка, а в интерферометрах Фабри—Перо или многолучевых приборах необходим в равной степени учет всех коэффициентов. Определение профиля интерференционных полос особенно важно в спектрометрии методами Фабри—Перо при оценке спектральной ширины линии, доплера уширения, коэффициента отражения зеркал и других параметров.

Первые  $r$  коэффициентов разложения Фурье определяют, обычно используя следующие соотношения ортогональности:

$$\frac{2}{N} \sum_{r=1}^N \cos \frac{2\pi ri}{N} \cos \frac{2\pi rj}{N} = \frac{2}{N} \sum_{r=1}^N \sin \frac{2\pi ri}{N} \sin \frac{2\pi rj}{N} = \delta_{ij}, \quad (13.8)$$

$$\frac{2}{N} \sum_{r=1}^N \cos \frac{2\pi ri}{N} \sin \frac{2\pi rj}{N} = 0,$$

которое совместно с уравнением (13.7) приводит к получению выражений вида

$$a_r = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N I_j \cos 2rk l_j; \quad b_r = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N I_j \sin 2rk l_j. \quad (13.9)$$

Здесь  $I_j = I(x, y, l_j)$ ;  $l_j = j\lambda/2N$ ;  $j = 1, 2, \dots, N$ , а  $N$  — число отсчетов (выборок) в пределах периода или полосы. Для интерферометра Тваймана—Грина, в интерференционной картине которого присутствуют полосы только первого порядка, рассматриваются лишь коэффициенты с  $r = 1$ . Коэффициенты более высоких порядков представляют собой шум вне интересующей нас области. Если полосы не искажены шумом и соответствуют уравнению (13.1), то из (13.9) получим

$$a_0 = 1, \quad a_1 = \gamma \cos 2k\omega(x, y); \\ b_1 = \gamma \sin 2k\omega(x, y), \quad a_r = b_r = 0, \quad r > 1. \quad (13.10)$$

Разложение Фурье наилучшим образом аппроксимирует профиль интерференционной полосы с точки зрения метода наимень-

ших квадратов, а в терминах теории связи оно соответствует узкополосному фильтру первой гармоники. Фаза интерференционной картины, как и ранее, получается из соотношения двух средневзвешенных величин

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{2k} \operatorname{tg}^{-1} \frac{b_1}{a_1} = \frac{1}{2k} \operatorname{tg}^{-1} \left\{ \frac{\frac{2}{N} \sum_{j=1}^N I_j \sin 2kl_j}{\frac{2}{N} \sum_{j=1}^N I_j \cos 2kl_j} \right\}. \quad (13.11)$$

Таким образом, относительная фаза волнового фронта  $\varphi(x, y)$  в точке  $(x, y)$  вычисляется по результатам  $N$  измерений интенсивности интерференционной картины в заданной точке при  $N$  различных значениях  $l$ .

Фазы членов высших порядков для многолучевых интерферометров и интерферометров Фабри — Перо определяются аналогично вычислением арктангенса отношения коэффициентов высших порядков  $b_r$  и  $a_r$ , а двумерный профиль получают из уравнений (13.7) и (13.9).

Сканирование интерференционных полос может осуществляться несколькими различными путями [3, 5, 18], но оно должно проводиться на одном или нескольких полных периодах из уравнения (13.1), на которых осуществляется наблюдение интенсивности интерференционных полос. В спектрометре Фабри — Перо сканирование можно проводить изменением температуры, давления или непосредственно длины оптического пути, но и в этих случаях оно должно соответствовать свободному интервалу спектра или периоду полос. Особенно успешно синхронное детектирование было использовано при выделении очень низких уровней астрономического спектра [8].

Обычно рекомендуется вычислять предполагаемую погрешность, вызванную влиянием флуктуационного шума, видимостью полос и длительностью получения или объемом данных в процессе синхронного детектирования. Эта задача аналогична определению фазы синусоидального электрического сигнала в присутствии гауссова аддитивного шума с помощью положений теории связи.

Если в уравнение (13.2) добавить слагаемое  $n(t)$ , соответствующее гауссову шуму, и подставить его в уравнение (13.11), то фазу  $\varphi$  можно определить из выражения

$$\varphi = \operatorname{tg}^{-1} B/(A + \gamma), \quad (13.12)$$

где нулевая фаза выбрана произвольно. Фаза  $\varphi$  соответствует гауссову шуму, наложенному на идеальный сигнал с постоянной фазой, равной нулю, что дает возможность рассматривать  $\varphi$  как фазовую

погрешность, вызванную шумом. Случайные величины  $A$  и  $B$  являются коэффициентами Фурье первой гармоники шума  $n(t)$ :

$$A = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N n_j \cos \frac{2\pi j}{N}; \quad B = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N n_j \sin \frac{2\pi j}{N}, \quad (13.13)$$

а  $\gamma$  — контрастность полос. Было показано [1], что плотность вероятности фазы  $\varphi$ , вызванной гауссовым шумом, определяется зависимостью

$$q(\varphi) = \frac{e^{-\xi^2}}{2\pi} [1 + \sqrt{\pi} \alpha e^{\alpha^2} (1 + \operatorname{erf} \alpha)], \quad (13.14)$$

где

$$\xi^2 = \gamma^2 / (2\sigma^2); \quad (13.15)$$

$$\alpha = \xi \cos \varphi. \quad (13.16)$$

Здесь  $\xi^2$  — квадрат отношения сигнал/шум;  $\gamma$  — синусоидальная амплитуда;  $\sigma^2$  — дисперсия  $A$  и  $B$  ( $\sigma$  — среднее квадратическое или стандартное отклонение). Дисперсии  $A$  и  $B$  одинаковы и связаны с дисперсией шумового источника  $n(t)$  простой зависимостью [17]:

$$\sigma^2 = (2/N) \sigma_n^2. \quad (13.17)$$

По определению, интенсивность отношения сигнал/шум

$$S^2 = \gamma^2 / (2\sigma_n^2). \quad (13.18)$$

Подставляя уравнения (13.17) и (13.18) в (13.15), получим связь объема выборки и шумовой флуктуации с плотностью вероятности через коэффициент

$$\xi^2 = NS^2/2. \quad (13.19)$$

Распределение из уравнения (13.14) показано на рис. 13.2 для различных значений параметра  $\xi$ . Два предельных случая нуждаются в комментарии. Если отношение сигнал/шум стремится к нулю,  $q(\varphi)$  становится статически неопределенным, так как

$$\lim_{S \rightarrow 0} q(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \quad (13.20)$$

и все фазы равновероятны. Более того, при  $\xi \gg 1$  и  $\varphi \ll 1$  имеем

$$q(\varphi) \approx \left( \frac{NS^2}{2\pi} \right)^{-1/2} e^{-(NS^2 \varphi^2/2)}, \quad (13.21)$$

что представляет собой гауссово распределение с нулевым средним и стандартным отклонением

$$\sigma'_\varphi = 1/(\sqrt{N} S). \quad (13.22)$$

Этот удивительно простой результат является полезным указателем средней квадратической погрешности фазы при условии не-



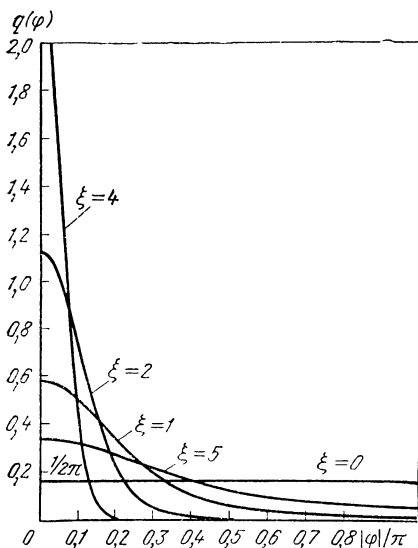


Рис. 13.2. Зависимость плотности вероятности для синхронно детектируемой фазы как функция шумового члена  $n(t)$   
(Правильно:  $\xi=0,5$ )

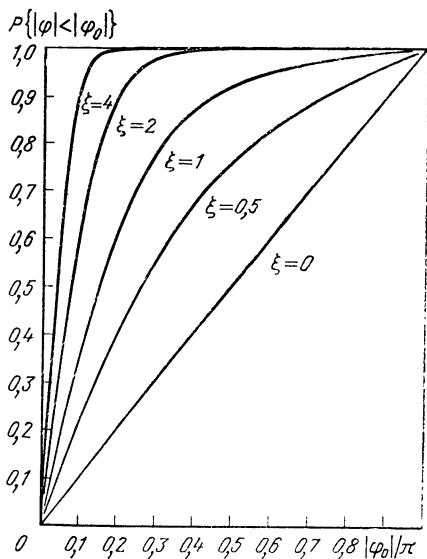


Рис. 13.3. Накопленная вероятность фазовой погрешности как функция шумового члена  $n(t)$

большого значения отношения сигнал/шум и значительного объема выборки. Например, деление периода на 100 частей и отношение сигнал/шум порядка 10 для детектора приводят к среднему квадратическому отклонению фазовой погрешности  $\sigma_\varphi = 0,01$  рад  $\approx 8 \cdot 10^{-4} \lambda$  в каждой точке апертуры. Если интерференционная картина определяется по 1000 точкам, то разброс будет лежать в пределах  $6\sigma_\varphi' \approx \lambda/200$ . Это соответствует данным наблюдения при отсутствии других источников ошибок [2]. При менее благоприятных условиях соответствие распределению Гаусса из уравнения (13.14) становится не реальным и фазовая погрешность должна быть получена интегрированием

$$P(|\varphi| < |\varphi_0|) = 2 \int_0^{\varphi_0} q(\varphi) d\varphi, \quad (13.23)$$

где  $P$  — интегральная вероятность фазовой погрешности  $\varphi$ , определяемая как вероятность того, что при любом измерении  $|\varphi| < |\varphi_0|$ . На рис. 13.3 показана эта зависимость для различных значений  $\xi$ .

Таким образом, уравнение (13.22) показывает, что синхронное детектирование допускает большие изменения параметров на апертуре, а относительная фазовая погрешность в любой точке апертуры обратно пропорциональна квадратному корню из объема выборки или из полного числа накопленных фотонов в степени, равной отношению сигнал/шум.

До этого момента рассуждения касались анализа фазовой погрешности или погрешности волнового фронта за счет гауссова или

белого шума, когда результаты могли быть получены простым статистическим путем. Если же шум имеет некоторую спектральную частоту (розовый шум), анализ становится более сложным и требуются другие методы [15], среди которых наиболее полезен метод Монте-Карло.

Метод синхронного детектирования обладает высокой чувствительностью к возмущениям при частоте составляющих, близкой к несущей  $2kl(t) \times (1/\text{время выборки})$ . Время выборки в этом случае соответствует времени, необходимому для изменения длины пути в интерферометре на  $\lambda/2$  (один период) и получению  $N$  членов в

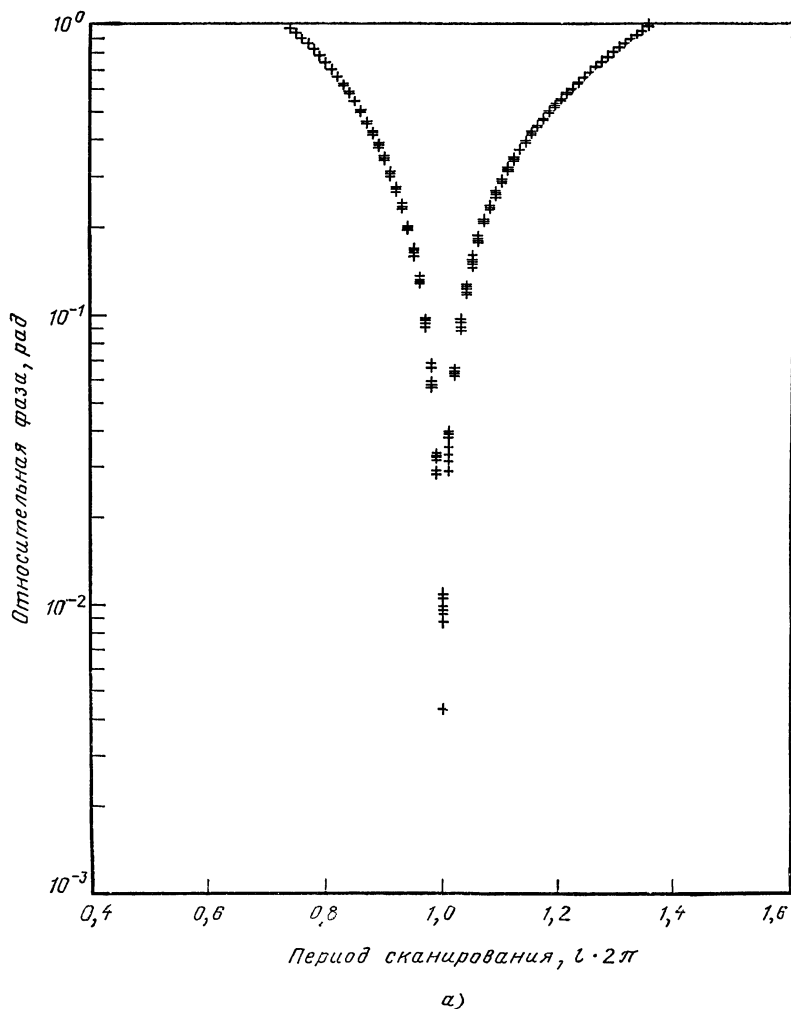
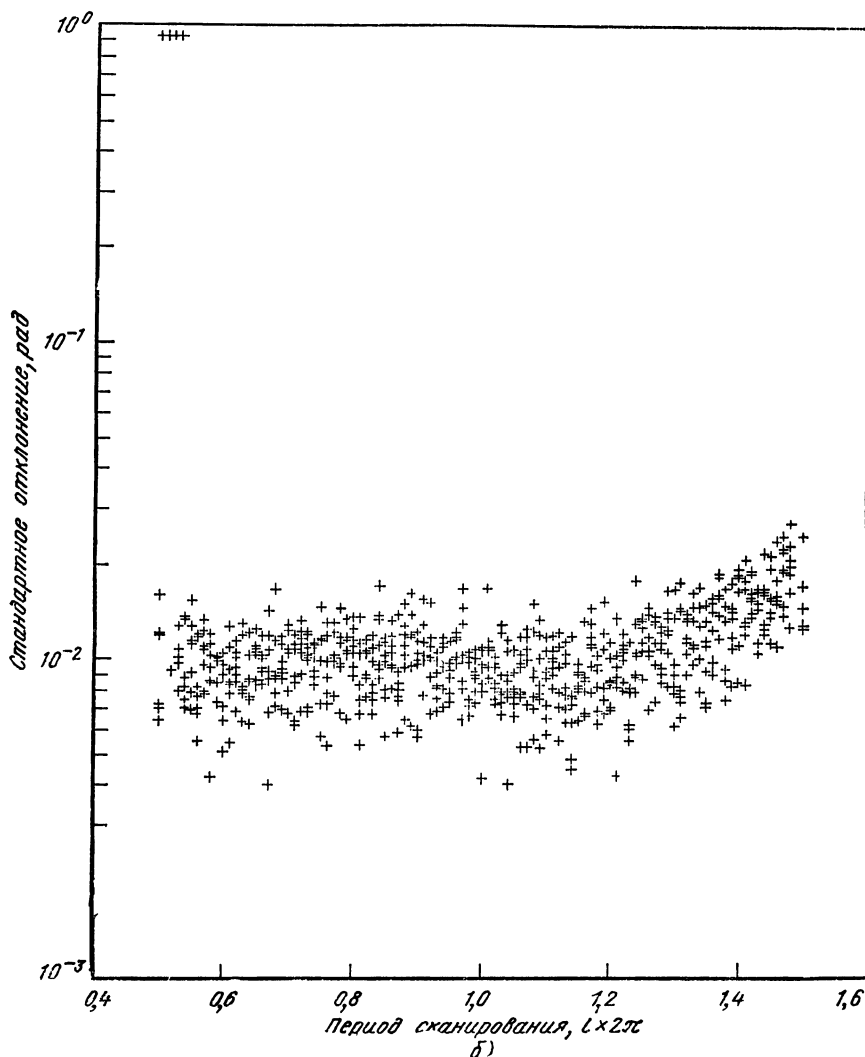


Рис. 13.4. Вычисления по методу Монте-Карло:

**а** — влияния линейного смещения на фазовую погрешность при  $\xi=70,7$ ; **б** — зависимость стандартного отклонения фазовой погрешности от дрейфа периода сканирования при  $\xi=70,7$

уравнении (13.11). Чувствительность к этому источнику погрешностей можно минимизировать, выбирая  $I(x, y, l_i)$  в псевдопроизвольном порядке. Рандомизация\* порядка получения данных приводит к тому, что частоты составляющих равномерно распределяются в широком диапазоне частот. Если данные наблюдений получены в течение большого числа периодов в присутствии медленных, но значительных смещений, увеличение числа отсчетов не обязательно улучшает результаты синхронного детектирования. Однако,



\* Принцип произвольности выборки. — Прим. ред.

если фаза определяется по данным, полученным за промежуток времени, короткий по сравнению со временем смещения, то предварительная обработка данных (см. п. 13.3.4) и их усреднение в соответствии с уравнением (13.22) приводит к повышению точности в  $\sqrt{N}$  раз.

Влияние линейного смещения на синхронное детектирование фазы иллюстрируется (рис. 13.4, а) при делении периода на 100 интервалов (при сканировании одного периода) в предположении, что отношение сигнал/шум равно примерно 10. Обработка методом Монте-Карло показывает, что вычисленное значение фазы быстро отклоняется от правильного (нулевой эталонной фазы) при малых отклонениях оптической длины пути. Общее влияние этого на волновой фронт, однако, невелико, так как погрешность волнового фронта определяется по стандартному отклонению фазы, мало чувствительному к изменению длины эталонного оптического пути, при котором сбор данных происходит в области, примерно составляющей  $\pm 50\%$  истинного периода (рис. 13.4 б). Еще раз подчеркнем, что фазовая погрешность в каждой точке волнового фронта воспроизводится точно, и в связи с этим не влияет на вычисление волнового фронта, который представляет собой отображение разностей фаз в каждой точке относительно некоего условного эталона.

Смещения, неравномерные по апертуре, такие, как изменяющиеся во времени наклоны или дефокусировка, гораздо существеннее. Их влияние можно оценить по рис. 13.4, а.

В других типах гетеродинных интерферометров для определения фазы используют синхронизацию пересечений нулевого уровня детектированного сигнала относительно несущего эталонного. Такой способ, однако, менее точен, так как сбор данных осуществляется только в области пересечения нулевого уровня, и поэтому он сильно зависит от отношения сигнал/шум [5].

### 13.3. СКАНИРУЮЩИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ТВАЙМАНА — ГРИНА

#### 13.3.1. Общие сведения

Структура интерферометра Тваймана — Грина для сканирования интерференционных полос, оснащенного стандартной управляющей микроЭВМ, изображена на рис. 13.5. Она обычно применяется в системах, используемых для контроля в оптических цехах и подробно описана в [2]. Ниже приведены основные характеристики прибора.

Важное значение для интерферометра имеет источник света. Опыт показал, что для обеспечения точности измерения волнового фронта порядка  $\lambda/100$  требуются высокостабильные источники, например серийные стабилизированные одночастотные лазеры. Использование такого лазера, работающего в режиме одной продольной моды, обеспечивает функционирование интерферометра в

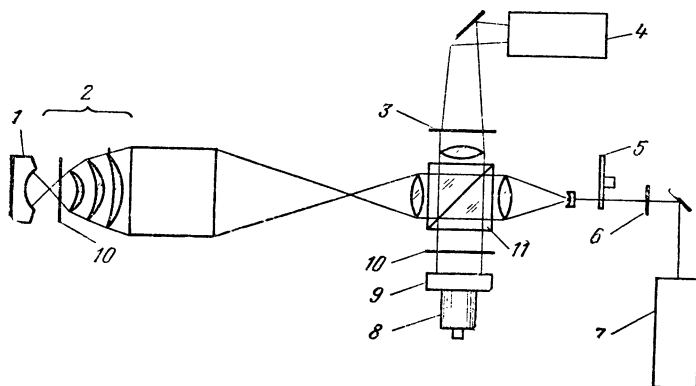


Рис. 13.5. Сканирующий интерферометр Тваймана — Грина для контроля оптических поверхностей [2]:

1 — контролируемая поверхность; 2 — апланатическая приставка; 3 — анализатор; 4 — камера; 5 — аттенюатор; 6 — полуволновая пластина; 7 — лазер; 8 — транслятор; 9 — эталонное зеркало; 10 — четвертьволновая пластина; 11 — поляризационный светоделитель

широком диапазоне разностей длин путей двух его плеч и позволяет ограничить длину эталонной ветви.

Обработка поверхностей и окончательный контроль элементов могут включать и аттестацию малоотражающих или просветленных поверхностей, а это требует экономичного использования имеющегося света, так как коэффициенты отражения могут иметь значения меньше 1%. Оптимальным решением проблемы экономии света в таких условиях является применение поляризующего светоделителя (ПСД).

После поляризованного лазерного источника расположена полуволновая пластина, вращение которой обеспечивает линейную поляризацию падающего света под углом  $\theta_i$  к вертикали и разделение интенсивности  $I_0$  между контролирующим и эталонным плечами интерферометра

$$I_{\text{конт}} = I_0 \sin \theta_i; \quad I_{\text{эталон}} = I_0 \cos \theta_i. \quad (13.24)$$

Эти два сигнала дважды проходят четвертьволновые пластины, поворачивающие их плоскости поляризации на  $90^\circ$ , и в результате без потерь попадают в ветвь наблюдения. Важной особенностью ПСД в сочетании с четвертьволновой пластиной является то, что свет, отраженный всеми поверхностями перед последней поверхностью каждой волновой пластины, не пропускается им в плечо наблюдения. Если компоненты в обоих плечах имеют различную поляризацию, интерференция не возникает. Анализатор в плече наблюдения выделяет эти составляющие из двух ортогонально поляризованных пучков. Ориентация анализатора  $\theta_A$  относительно вертикали управляет относительной эффективностью отраженных пучков в направлении общей поляризации и тем самым определяет контрастности полос, которая достигает максимума при равной интенсивности пучков. Если зеркало в эталонном плече имеет ко-

эффицент отражения, равный единице, а зеркало в контролирующем плече —  $R$ , то для выполнения указанного выше условия необходимо

$$RI_{\text{конт}} \cos \theta_A = I_{\text{эталон}} \sin \theta_A; \quad (13.25)$$

$$\theta_A = \text{tg}^{-1}(R \text{tg} \theta_i). \quad (13.26)$$

Детектируемый сигнал достигает максимума, если углы поляризации падающего света  $\theta_i$  и анализатора  $\theta_A$  удовлетворяют соотношению

$$\theta_A = \text{tg}^{-1} \sqrt{R} = \frac{\pi}{2} - \theta_i. \quad (13.27)$$

Отсюда максимальная интенсивность сигнала составит

$$I_{\text{max}} = I_0 R / (1 + R). \quad (13.28)$$

Этот результат особенно существен для малых значений  $R$ . Сравнивая значение  $I_{\text{max}}$ , полученное с помощью ПСД, с  $I_{\text{max}}$ , достигаемым с непоглощающим неполяризованным светоделителем ( $\rho/\tau = 50/50$ ), можно отметить, что при  $R \rightarrow 0$  в первом случае света будет больше в 4 раза, а при  $R \rightarrow 1$  — в 2 раза. Для минимизации потерь света углы  $\theta_i$  и  $\theta_A$  должны быть связаны с коэффициентом отражения контролируемой поверхности соотношением (13.27).

### 13.3.2. Погрешности системы

В интерферометрии обычно предполагается, что все оптические компоненты интерферометров идеальны и их погрешностями пренебрегают по сравнению с погрешностями контролируемого элемента. Однако реально интерферограмма представляет собой дифференциальное топографирование контролируемого образца совместно с погрешностями самого интерферометра и другими факторами. Из-за этого к качеству оптических деталей предъявляют жесткие требования или проводят специальную интерпретацию интерферограмм.

Появление цифровой вычислительной техники с достаточным объемом памяти для хранения изображения волнового фронта сделало практически возможной компенсацию предварительно определенных погрешностей интерферометра, тем самым значительно снижая требования к точности узлов прибора. Например, если волновой фронт контролируемой поверхности запомнить, а затем вычесть из волнового фронта, полученного от эталона того же радиуса, то погрешность контролируемой поверхности можно измерить при наличии больших погрешностей в оптических элементах интерферометра. Если, однако, радиусы эталонной и контролируемой поверхностей не одинаковы, необходимо учитывать изменение формы волнового фронта при прохождении расстояния, равного их разности. Сказанное приводит к заданию общей погрешности поверхностей деталей интерферометра меньше  $1\lambda$  в то

время, как на результирующий волновой фронт в большинстве стандартов установлена погрешность  $\lambda/100$ . Ясно, что погрешность  $\lambda/100$  не может быть обнаружена на фоне погрешности  $1\lambda$  в интерферометре без непосредственного вычитания волнового фронта.

Кроме очевидных источников ошибок — нестабильности источника, механических смещений, турбулентности воздуха — для достижения точности контроля  $\lambda/100$  необходимо учитывать еще один мешающий фактор — им является паразитная интерференция.

Детектируемая интерференционная картина может быть получена при взаимодействии более чем двух интерферирующих полей. Хотя такой тип паразитной интерференции и можно уменьшить поляризационным фильтрованием, влияние дополнительных интерферирующих волновых фронтов необходимо оценить. Рассмотрим следующий случай для трех интерферирующих фронтов:

$$\begin{aligned} w_1 &= e^{i\rho} \quad \text{из эталонной ветви;} \\ w_2 &= e^{i\tau} \quad \text{из рабочей ветви;} \\ w_3 &= \mu e^{i\eta} \quad \text{дополнительный.} \end{aligned} \quad (13.29)$$

Не теряя общности рассуждений, предположим, что фаза эталонного волнового фронта равна нулю. Тогда для интерференционной картины получим соотношение

$$I(x, y) = \beta + \gamma \cos(\tau - \varphi), \quad (13.30)$$

где  $\beta$  — константа, а  $\gamma$  — контрастность полос.

Функция  $\varphi(x, y)$  может вносить дисторсию в интерференционную картину  $I(x, y)$  и в детектируемый волновой фронт  $\tau(x, y)$ . Легко показать, что амплитуда дисторсии связана с параметрами паразитного волнового фронта соотношением

$$\varphi = \operatorname{tg}^{-1} \frac{\mu \sin \eta}{1 + \mu \cos \eta}. \quad (13.31)$$

Дисторсия, однако, исчезает, если  $\eta$  является либо быстро меняющейся функцией координат, либо константой.

Допустим, что в рабочем плече имеются контролируемая поверхность без покрытия и паразитное отражение от поверхности с однослойным просветлением. Пусть контролируемая поверхность имеет коэффициент отражения 0,04, а дополнительная — 0,01. Амплитуда  $\mu$  тогда равна 0,05. Если, кроме того, паразитный волновой фронт является медленно изменяющейся функцией положения и ему соответствуют относительные фазы в области  $\pm\pi/2$ , то  $\varphi$  может достигать значений  $\pm\operatorname{tg}^{-1} 0,5$ , а общее отклонение волнового фронта составит величину порядка  $\lambda/7$ .

Этот источник ошибки вызван не методом детектирования, а связан с качеством лазерного источника. Наличие паразитного волнового фронта можно легко проверить наблюдением полос в отсутствие контролируемой поверхности.

### 13.3.3. Получение волнового фронта

В двухмерной интерферограмме разность фаз между одной из точек и всеми остальными образует поверхность волнового фронта. При синхронном детектировании всей интерферограммы требуется одновременный сбор данных в точках, распределенных на апертуре. Это можно осуществить, применяя растровое сканирование одним детектором [5], получая электронными методами данные, накопленные в видиконе [7], или используя отдельные фотодиоды в интегральной матрице [2]. Фотодиоды в режимах фотопроводимости или фото-ЭДС вырабатывают сигналы, пропорциональные скорости поглощения фотонов. При последовательном сборе данных с фотодиодов, работающих в любом из этих режимов, каждый фотодиод находится в активном режиме только в момент опроса. Операция накопления зарядов на фотодиодной матрице интегрирует поток фотонов в течение всего времени, за исключением времени опроса [22]. Режим интегрирования потока фотонов происходит параллельно с процессом отбора значений, которые в дальнейшем используются для фильтрации колебаний света с периодом меньше периода отбора данных. Такой режим обеспечивает заметное увеличение чувствительности, пропорциональное времени активности фотодиодов. Интегрированный падающий поток на каждом фотодиоде последовательно определяют средствами электроники, измеряя ток, необходимый для полного заряда разряженной емкости фотодиода. Режим интегрирования потока, таким образом, обеспечивает широкие возможности управления чувствительностью путем изменения времени интегрирования. Для матрицы датчиков время интегрирования является контрольным временем, т. е. временем, необходимым для последовательного опроса всех фотодиодов. Такая методика группового опроса идеально подходит для использования разложения Фурье в реальном масштабе времени с помощью стандартной мини-ЭВМ. Таким образом, вычисление частных сумм или коэффициентов Фурье в уравнении (13.9) может проводиться в реальном масштабе времени в процессе сканирования интерференционных полос. Необходимо подчеркнуть, что при определении коэффициентов используются все зарегистрированные при сканировании значения интенсивности, а не только близкие к максимальному и минимальному.

В специфическом случае синхронного детектирования [2] сканированием интерференционных полос управляла мини-ЭВМ, направляющая тактовые импульсы фотодиодной матрице  $32 \times 32$ , интегрирующей поток света в каждой точке для  $N$  позиций сканирования. Время опроса выбиралось так, чтобы при имеющемся количестве света детектор работал ниже уровня насыщения, что позволяет обеспечить максимизацию динамического диапазона. При работе в режиме накопления заряда, фотодиодная матрица должна разряжаться раньше, чем будет достигнут предел накопления данных. В течение этого времени длину пути изменяют путем перемещения эталонного зеркала на величину  $\lambda/(2N)$  с его



последующей фиксации. Положение зеркала определяется управляющей программой, которая дает команду на перемещение зеркала в следующее положение  $j\lambda/(2N)$ . За тот же период могут быть собраны данные интенсивности последнего изображения. После того как суммы  $a_1$  и  $b_1$  в каждой точке получены при одно- или многополосном сканировании, в соответствии с уравнением (13.11) определяются относительные фазы в каждой точке. В каждой из них имеется неопределенность фазы, кратная  $2\pi$ , которая может быть раскрыта определением относительной фазы в соседней точке и установлением непрерывности поверхности минимального наклона, если априори известно, что между любыми точками, опроса фаза изменяется не более чем на  $\pi/2$ .

### 13.3.4. Обработка волнового фронта

Следует проявлять осторожность при автоматизации обработки интерференционной картины, исключая вычисление фаз вне интересующей нас апертуры. Фазы могут вычисляться даже при низкой или нулевой контрастности полос. Модуляция полос является прекрасным средством аналитического определения апертуры, так как необходимая информация содержится в частных суммах уравнения (13.9). Такое определение апертуры, однако, будет непригодно из-за дифракции Френеля, если апертура не локализована в плоскости детектора.

Вид частных сумм предполагает, что данные могут накапливаться произвольным образом и что фаза или погрешность волнового фронта уменьшается в  $N^{-1/2}$  раз, где  $N$  — число отсчетов на полосе. Это действительно так, но при условии отсутствия нестабильности в интервале полученных данных. Если имеется небольшое смещение, необходимо преобразовать волновой фронт, компенсируя такие эффекты, как наклон или ошибка фокусировки, прежде чем проводить усреднение фаз.

Если данные о волновом фронте хранятся в памяти ЭВМ, можно получить значения наклона и фокуса. Представим волновой фронт в каждой точке апертуры  $(x_i, y_i)$  выражением

$$\omega(x_i, y_i) = \omega_0(x_i, y_i) + A + Bx_i + Cy_i + D(x_i^2 + y_i^2), \quad (13.32)$$

где  $2k\omega(x_i, y_i)$  — измеренная фаза, а  $2k\omega_0(x_i, y_i)$  — фаза с исключенными постоянной составляющей ( $A$ ), наклоном ( $B$  и  $C$ ) и фокусом ( $D$ ). Для того чтобы определить  $\omega_0$ , необходимо найти и вычесть коэффициенты  $A$ — $D$ . Определить их можно, минимизируя  $\omega$  относительно коэффициентов  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  методом наименьших квадратов во всех точках интересующей нас апертуры. Далее можно провести усреднение поверхности волнового фронта. Эта операция является важной частью высокоточных измерений, так как позволяет проводить сравнение волновых фронтов одним методом. В этом случае отпадает необходимость в кропотливой и трудоемкой установке и юстировке контрольного образца в интерферомет-

ре, так как погрешности установки можно устранить аналитическим путем.

Выражение (13.32), описывающее волновой фронт, можно дополнить включением других коэффициентов первичных аберраций. Это полезно, например, при оценке качества расчетов системы, если  $w(x, y)$  представляет собой разность оптического хода контролируемой линзы. При контроле асферических поверхностей можно добавить асферические коэффициенты. После определения их можно сравнить с расчетными значениями, что устраняет необходимость в компенсационном корректоре. Более того, если компоненты высококачественной линзы измеряются перед сборкой, асферические коэффициенты их поверхностей можно внести в программу оптимизации и вычислить новые значения воздушных зазоров, оптимизирующих оптическую схему.

Редуцированная поверхность волнового фронта  $w_0(x, y)$  сочетает и полезную информацию, и погрешности интерферометра. Последние можно учесть, если описанная выше процедура повторяется для идеальной эталонной поверхности того же радиуса, а результаты вычитаются из предварительно полученного контролируемого волнового фронта  $w_0(x, y)$  в соответствии с уравнением (13.32). Возможность вычитать нормализованные волновые фронты особенно необходима, когда оптик хочет увидеть изменение поверхности за некоторый этап полировки, получаемое при сравнении нормализованных волновых фронтов до этого цикла и после него.

### 13.3.5. Абсолютная калибровка

Общепринято, что можно изготовить поверхность с такой точностью, с которой она может быть измерена. При этом, безусловно, предполагается соответствующая обработка результатов измерения. Поскольку все волновые фронты определяются дифференциальными измерениями, то абсолютная точность получаемого фронта является столь же высокой, как и у эталонной поверхности. Абсолютное качество поверхности удобно сравнивать с оптической плоскостью.

В работе [10] была описана абсолютная калибровка как идеальное средство для интерферометров, работающих в реальном масштабе времени. Для ее реализации необходимо иметь возможность математической обработки трех волновых фронтов. Пусть  $W_1$  — волновой фронт, полученный для контролируемой поверхности, ориентированной определенным образом,  $W_2$  — фронт той же поверхности, повернутой на  $180^\circ$  вокруг своей оси и  $W_3$  — фронт, полученный при помещении вершины контролируемой поверхности в фокусе коллиматора. Процедура калибровки становится ясной из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} W_1 &= W_R^0 + W_T^0 + W_S^0; & W_2 &= W_R^0 + W_T^0 + W_S^\pi; & (13.33) \\ W_3 &= W_R^0 + \frac{1}{2}(W_T^0 + W_T^\pi), \end{aligned}$$

где  $W_R^0$  — составляющая волнового фронта эталонного плеча;  $W_T^0$  — то же рабочего плеча;  $W_S^0$  — то же контролируемого образца;  $\theta$  — ориентация волнового фронта или образца (0 или  $\pi$ ).

При полном отсутствии погрешностей в интерферометре,  $W_R^0$  и  $W_T^0$  равны нулю, при наличии — абсолютный волновой фронт  $W_S^0$  определяется по формулам

$$W_4 = \frac{1}{2} (W_1 + \overline{W}_2) = \frac{1}{2} (W_R^0 + W_R^\pi + W_T^0 + W_T^\pi) + W_S^0;$$

$$W_5 = \frac{1}{2} (W_3 + \overline{W}_3) + \frac{1}{2} (W_R^0 + W_R^\pi + W_T^0 + W_T^\pi), \quad (13.34)$$

откуда

$$W_S^0 = W_4 - W_5 = \frac{1}{2} (W_1 + \overline{W}_2 - W_3 - \overline{W}_3). \quad (13.35)$$

Черта сверху означает преобразование матрицы фаз, эквивалентное повороту волновых фронтов на  $\pi$ ; составляющие наклона и фокуса волновых фронтов  $W_1$ ,  $W_2$  и  $W_3$  должны быть исключены.

Таким образом, имеются два способа контроля поверхностей или линз: описанным ранее методом контроля и коррекции поверхности, которая используется в качестве эталонной, и методом, при котором не требуется сравнения с эталоном. При первом подходе трудность заключается в том, что эталонная поверхность должна быть изготовлена с необходимой для данных измерений точностью. Если это выполнено, то при всех последующих измерениях требуется построение только двух волновых фронтов, соответствующих контролируемой и эталонной поверхностям, и их последующее вычитание. Очевидно, что при необходимости измерения многих поверхностей с одинаковой числовой апертурой, волновой фронт

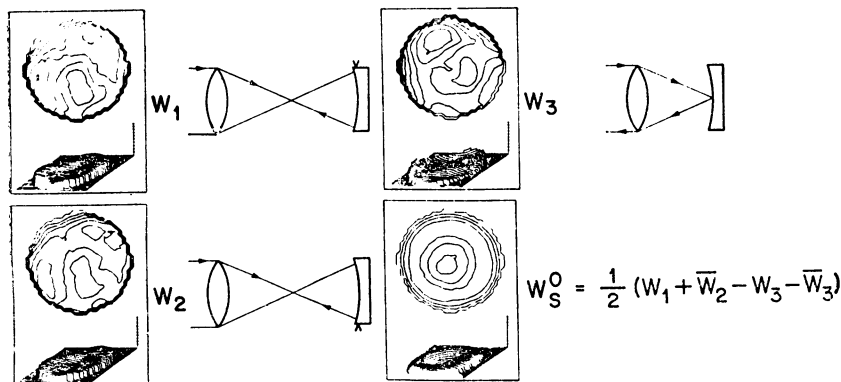


Рис. 13.6. Интерференционная калибровка волновых фронтов. Контурные линии соответствуют  $\lambda/20$  [2]

эталонной поверхности может быть получен один раз и затем внесен в память ЭВМ для сравнения с ним каждой из контролируемых деталей. Погрешность интерферометра в этом случае будет определяться волновым фронтом эталонной поверхности. При втором подходе погрешности интерферометра определяются без использования высококачественной эталонной поверхности, однако здесь требуется наличие трех волновых фронтов. На рис. 13.6 показаны составляющие волновые фронты  $W_1$ ,  $W_2$  и  $W_3$  и построенный по ним результирующий фронт  $W_s^0$ . Для реализации этого метода требуется специальный держатель, обеспечивающий поворот поверхности точно на  $180^\circ$  вокруг ее оси.

### 13.3.6. Измерение радиуса

По классическому методу измерения радиуса автоколлиматор фокусируют вначале в центре кривизны поверхности, а затем на ее вершине и измеряют величину перемещения прибора или поверхности [21] (см. гл. 15). Измеряя волновые фронты в этих точках и определяя перемещение поверхности между ними с помощью интерферометра (см. п. 13.5), можно оценить радиус с погрешностью до нескольких десятичных долей процента. Если в каждой точке известен волновой фронт и подсчитана ошибка осевого радиуса, то при известной числовой апертуре в каждой точке можно вычислить соответствующую поправку сагиттальной высоты. Это позволяет компенсировать ошибку, вызванную неточностью совмещения с вершиной и радиусом кривизны. Действительное значение радиуса  $r$  определяется после корректировки измеренного на интерферометре значения радиуса

$$r = r_{\text{изм}} + \delta_2 - \delta_1, \quad (13.36)$$

где  $\delta_i = \varepsilon_i / (NA_i)^2$ ,  $\varepsilon_i$  — погрешность фокуса, определенная по измерению волнового фронта,  $NA_i$  — числовая апертура коллиматора или поверхности.

Необходимо определять также параметры внешней среды, так как они влияют на длину волны лазера.

Особо важным следствием интерферометрических измерений поверхностей и радиусов является возможность изготовления и контроля деталей произвольной кривизны. Оптический цех, таким образом, не ограничен изготовлением поверхностей, соответствующих набору пробных стекол. Кроме того, что поверхности, контролируемые с помощью пробных стекол, часто портятся при контакте, применение пробных стекол требует, чтобы радиус поверхности почти совпадал с радиусом пробного стекла. Подобные жесткие допуски на радиус часто ограничивают возможность получения высококачественной поверхности, и даже если они выполнены, интерференционную картину трудно получить с точностью выше, чем  $\lambda/5$ , так как она включает погрешности пробного стекла, которые редко бывают лучше этого значения.

### 13.3.7. Контроль линз

Помещая линзу в одном из плеч интерферометра, можно оценить ее характеристики для различных сопряжений. Получаемая при этом интерференционная картина представляет собой разность оптического хода в зрачке линзы с ошибками из-за дополнительных компонентов. Подобные ошибки могут быть устранены вычитанием волнового фронта, соответствующего эталону. При этом предполагается, что эталонная поверхность не вносит собственных погрешностей. Если же она не достаточно качественна, указанные измерения можно объединить с ранее описанной процедурой, позволяющей оценить поправки для эталонной поверхности в каждом ее положении. В частном случае изображающей системы с увеличением  $1^x$  поправки могут не вноситься, если эталонная поверхность между двумя положениями поворачивается на  $180^\circ$ .

После того как форма скорректированного волнового фронта определена, можно провести аппроксимацию поверхности методом наименьших квадратов, представляя волновой фронт с помощью уравнения (13.32) и идентификацией абберационного полинома и имеющихся аббераций. В дифракционно-ограниченных компонентах результат, полученный для волнового фронта, можно также использовать в программе расчета линзы для повторной оптимизации воздушных промежутков или для определения асферических коэффициентов, применяемых при коррекции окончательной формы поверхности линзы.

Волновой фронт в зрачке линзы служит хорошим критерием ее качества, однако в некоторых случаях необходимо дополнительно знать функцию рассеяния точки (ФРТ) и оптическую передающую функцию (ОПФ). ФРТ  $I(x', y')$  получают Фурье-преобразованием функции зрачка  $w(x, y)$

$$I(x', y') = A(x', y') A^*(x', y'), \quad (13.37)$$

$$A(x', y') = \mathcal{F}\{w(x, y)\} = \int_{\varphi} w(x, y) e^{-2\pi i (x'x + y'y)} dx dy, \quad (13.38)$$

где  $x'$  и  $y'$  — координаты пространства изображения.

Обратное преобразование ФРТ дает комплексную ОПФ:

$$\mathcal{O}(f_x, f_y) = \mathcal{F}^{-1}\{I(x', y')\} \quad (13.39)$$

Модуль ОПФ представляет собой функцию передачи модуляции (ФПМ), характеризующую контраст изображения объекта с пространственной частотой  $f_x$  или  $f_y$ . На рис. 13.7 приведены пример волнового фронта в зрачке линзы  $0,1^x$ , функция рассеяния изображения точки и ФПМ изображения. Пространственная частота является радиальным параметром, а  $f_x$  и  $f_y$  соответственно ее горизонтальной и вертикальной составляющими. Нулевая частота совпадает с центром; присутствуют также пространственные частоты и по другим направлениям. Фаза ОПФ, показанная на рисунке, определяет фазу сдвига высоких пространственных частот относи-

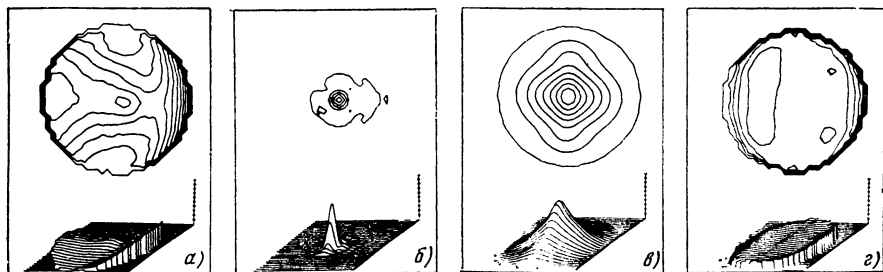


Рис. 13.7. Оптические преобразования из волнового фронта (а) с получением функции рассеяния точки (б), функции передачи модуляции (в) и фазы оптической передаточной функции (г) [2]

тельно нулевой частоты. Результаты, приведенные в качестве примера, были получены из данных о волновом фронте в виде квадратной матрицы 32-го порядка [2]. Фурье-преобразование осуществлялось мини-ЭВМ по алгоритму экспресс-преобразования Фурье. Матрица 32-го порядка функции рассеяния точки (ФРТ)  $I(x', y')$ , помещенная в матрицу нулей 64-го порядка, позволяет путем преобразования получить комплексную ОПФ, по значениям которой вычислялись ее модуль (ФПМ) и фаза. Использование матрицы нулей необходимо для предотвращения нарушения теоремы Котельникова.

#### 13.4. СКАНИРУЮЩИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ БОКОВОГО СДВИГА

В производственных измерениях предпочтение часто отдается сдвиговым интерферометрам благодаря простоте их конструкции. В то же время интерпретация полученных с их помощью интерферограмм сложна и требует математической обработки двух ортогональных интерферограмм сдвига для восстановления волнового фронта типа Тваймана — Грина (см. гл. 4). В большинстве случаев эта обработка сводится к решению четырех дифференциальных уравнений в каждой точке интересующей нас апертуры [16]. Преимущество интерферометра сдвига, несмотря на трудности обработки результатов, заключается в возможности изменения чувствительности регулированием сдвига. Особенно важно это в случаях контроля систем с большими погрешностями. Интерферометр бокового сдвига со скрещенными двухчастотными решетками удобен при редуцировании волнового фронта в реальном масштабе времени, так как здесь имеются одновременно две ортогональные интерферограммы сдвига [22]. Сканирование полос можно осуществить диагональным перемещением решетки с одновременным получением обеих интерферограмм. Одновременность особенно важна для минимизации эффектов смещения и неустойчивости при сканировании.

Точность определения волнового фронта в интерферометре сдвига уменьшается при малых сдвигах, однако в этом случае для

анализа даже высокоаберрированных волновых фронтов могут быть применены простые приближенные соотношения [24]. Для небольших значений сдвига и плотной пространственной выборки ортогонально сдвинутых интерферограмм средняя квадратическая погрешность волнового фронта [24]

$$\sigma \approx d \sigma_s / (s \sqrt{3}), \quad (13.40)$$

где  $s$  — сдвиг в ортогональных направлениях;  $d$  — соответствующая разрешающая способность детектора;  $\sigma_s$  — погрешность измерения интерферограммы. Если ее измерение проводится методом синхронного детектирования, то из уравнений (13.22) и (13.40) получим

$$\sigma \approx d / (s S \sqrt{3N}). \quad (13.41)$$

Совпадающий с этим выражением при  $N=4$  результат был получен подсчетом фотонов при делении периода несущей частоты на четыре равных интервала. Этот случай достаточно прост для реализации на практике и предлагается для систем коррекции волновых фронтов в реальном масштабе времени [24].

### 13.5 ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЛИНЕЙНЫХ РАСТОЯНИЙ

До появления лазеров интерференционные методы линейных измерений путем счета интерференционных полос не практиковались из-за низкой когерентности источников. Современные лазеры обладают длиной когерентности более 1 км и нестабильностью частоты менее  $10^{-8}$ . Эти характеристики позволяют осуществлять линейные измерения многометровых расстояний с погрешностью до нескольких микрон. Известны два основных метода таких измерений — замещения по постоянному и переменному токам.

Рассмотрим первый метод, представленный на рис. 13.8. При скомпенсированной интерференционной картине детектор выдает синусоидальную вариацию интенсивности при изменении длины одного из плеч, но не указывает направления этого изменения, для определения которого необходимы два синусоидальных сигнала с фазами, отличающимися на  $\pi/2$ . Это может быть обеспечено различными путями, один из которых приведен на рисунке. Свет от источника с линейной (под углом  $45^\circ$ ) или круговой поляризацией разделяется поляризующим светоделителем на составляющие  $p$  и  $s$ . Каждая из них отражается уголкового отражателем и дважды проходит четвертьволновые пластины, после чего они воссоединяются в плече наблюдения и с помощью обычного светоделителя и поляризационных фильтров вновь разделяются на два луча, фазы которых сдвинуты на  $\pi/2$ . Фильтры установлены под углом  $90^\circ$  и отъюстированы так, чтобы огибающие обоих продетектированных сигналов были одинаковы по величине. Электрические сигналы  $A$  и  $B$  формируются путем усиления и ограничения. На-

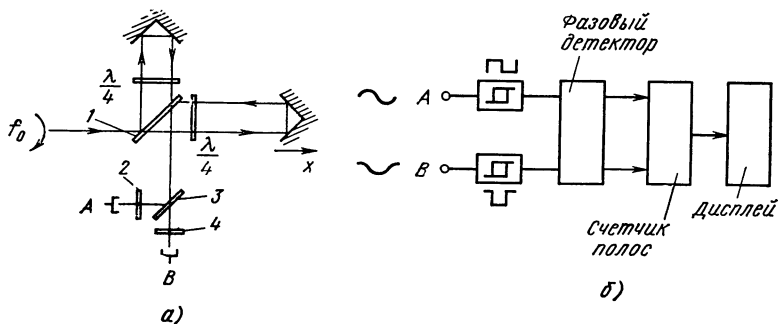


Рис. 13.8. Интерферометр для измерения линейных расстояний на постоянном токе:

1 — поляризационный светоделитель; 2 — поляризатор, поворачивающий плоскость поляризации на угол  $-45^\circ$ ; 3 — светоделитель; 4 — поляризатор, поворачивающий плоскость поляризации на угол  $+45^\circ$

правление движения определяется отставанием или опережением сигнала  $A$  относительно сигнала  $B$  в фазовом детекторе и соответственно направлением счета полос. При перемещении отражателя на величину  $x$ , число полос изменяется на

$$\Delta = \pm \left[ \frac{2x}{\lambda} \right], \quad (13.42)$$

где квадратные скобки обозначают целую часть аргумента. Небольшая доработка фазового детектора позволяет увеличить его разрешающую способность в 2—4 раза. При этом, однако, возрастает чувствительность к изменениям уровня освещенности, так как порог соответствует постоянному уровню, хотя в принципе можно реализовать систему, отслеживающую интенсивность источника. Более серьезной является необходимость наблюдения одиночной интерференционной полосы, так как наличие многополосной картины может снизить контрастность в точке, в которой происходит детектирование, до значений, выходящих за пределы диапазона дискриминаторов. Такая ситуация может иметь место, если один из оптических путей проходит через области турбулентности или механической нестабильности.

На рис. 13.9 приведена схема замещения переменным током. Свет стабилизированного лазерного источника здесь подвергнут с помощью аксиального магнитного поля зееманову разделению на составляющие с двумя частотами  $f_1$  и  $f_2$  [4]. Они имеют круговую поляризацию в противоположных направлениях и разность частот в несколько мегагерц. Такой тип источника может быть реализован и на одночастотном лазере с внешней вращающейся полуволновой и неподвижной четвертьволновой пластинами, однако при этом разность частот из-за механического вращения будет значительно меньше, если только вращение не имитируется электрооптическим путем [18]. Детектирование несущего сигнала осуществляется в канале  $A'$ . Поляризационный светоделитель направляет составляющую с частотой  $f_1$  в эталонное, а с частотой  $f_2$  в из-



мерительное плечи. После двухкратного прохождения через четвертьволновую пластину пучки смешиваются и детектируются в канале  $B'$ . Если уголкового отражателя перемещается, то несущие сигналов в каналах  $A'$  и  $B'$  испытывают доплеровское смещение на частоту

$$\Delta f = 2\dot{x}/\lambda_2, \quad (13.43)$$

где  $\dot{x}$  — скорость движения уголкового отражателя;  $\lambda_2$  — длина волны, соответствующая  $f_2$ . Контролируя частоту электронным частотометром, снова получим изменение числа полос

$$\Delta = \pm \left[ \frac{2x}{\lambda_2} \right]. \quad (13.44)$$

Существенной особенностью этого метода является то, что счет полос осуществляется на переменном токе, не подверженном постоянному смещению. Отметим проходные емкости, указанные на рис. 13.9. Частоту сигналов можно легко увеличить, повышая тем самым разрешающую способность. Сглаживание и усреднение данных может быть выполнено путем раздельного сбора данных о частотах каналов  $A'$  и  $B'$  с помощью микропроцессора [6], который, кроме того, позволяет подсчитать скорость перемещения и определить необходимую коррекцию влияния расширения материалов и изменения длины волны под воздействием окружающих условий и выдать результаты на дисплей.

Такой интерферометр можно использовать для угловых измерений при условии, что эталонная и контрольная ветви параллельны и разведены на известное расстояние. Другие случаи метрологического применения интерферометров в оптических цехах реализуются с использованием дополнительных оптических устройств.

Если поляризованный светоделиитель, показанный на рис. 13.8 и 13.9, перекрывает апертуру коллиматора в интерферометре с пло-

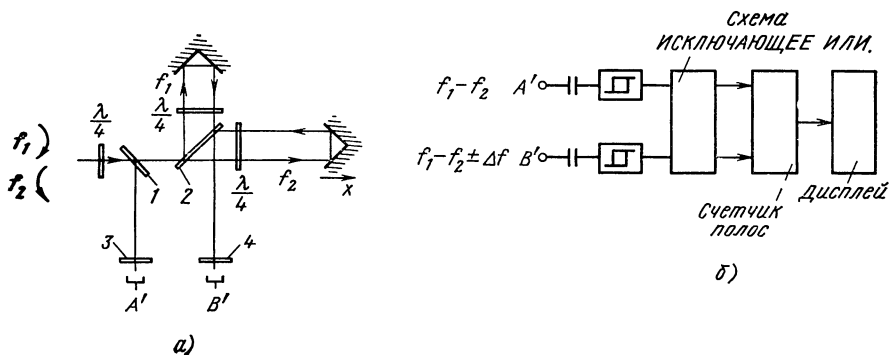


Рис. 13.9. Интерферометр для измерения линейных расстояний на переменном токе:  
 1 — светоделиитель; 2 — поляризационный светоделиитель; 3, 4 — поляризатор, поворачивающий плоскость поляризации на угол  $45^\circ$

ским зеркалом в его эталонной ветви, сканирование узкого протяженного источника в пределах апертуры обеспечивает получение профиля поверхности или формы волнового фронта непосредственно на экране дисплея. Это достигается измерением расстояния каждой точки относительно параксиального центра. Очевидно, что профиль также содержит погрешности промежуточных оптических деталей, которые можно устранить вычитанием эталонного волнового фронта или эталонной поверхности. Такая методика весьма полезна для топографирования асферических поверхностей при условии, что падающий пучок света уже минимального промежутка между полосами в пределах апертуры, и точка отсчета по отношению к параксиальной фазе не изменяется в процессе сканирования.

### 13.6. СКАНИРОВАНИЕ МУАРОВОЙ КАРТИНЫ

До сих пор сканирование обсуждалось для случая модулирования или смещения интерференционной картины путем изменения длины хода в интерферометре. Картина, однако, может состоять из муаровых полос, так как метод детектирования не накладывает ограничений на процесс образования полос за исключением того, что они должны быть периодическими по отношению к некоторому контролирующему параметру. Если в случае контроля двухмерной интерференционной картины плотность полос превышает плотность детектора так, что теорема Котельникова нарушается, детектируемое поле представляет собой не что иное, как муаровую картину (см. п. 12.5).

Она используется обычно для топографирования поверхностей с точностью, меньшей  $\lambda/2$ . Полосы при этом могут быть смещены и сдетектированы, так как имеют периодическую природу.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bennett W. R.** Methods of Solving Noise Problems, Proc. IRE, 44, 609 (1956).
2. **Bruning J. H., Herriott D. R., Gallagher J. E., Rosenfeld D. P., White A. D., Brangaccio D. J.** Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses, Appl. Opt., 13, 2693 (1974).
3. **Bryngdahl O.** Polarization-Type Interference-Fringe Shifter, J. Opt. Soc. Am., 62, 462 (1972).
4. **Burgwald G. M., Kruger W. P.** An Instant-On Laser for Length Measurement. Hewlett Packard Journal, 21, 14 (1970).
5. **Crane R. K.** Interference Phase Measurement, Appl. Opt., 8, 538 (1969).
6. **Dukes J. N., Gordon G. B.** A Two-Hundred-Foot Yardstick with Graduations Every Microinch, Hewlett Packard Journal, 21, 2 (1970).
7. **Gallagher J. E., Herriott D. R.** Wavefront Measurement for the Evaluation of Photolithographic Lenses and Components, Topical Meeting on the Use of Optics in Microelectronics, Optical Society of America, Jan. 25, 1971, Las Vegas, Nev.
8. **Hays P. B., Roble R. G.** A Technique for Recovering Doppler Line Profiles from Fabry-Perot Interferometer Fringes of Very Low Intensity, Appl. Opt., 10, 193 (1971).
9. **Herriott D. R.** Multiple-Wavelength Multiple-Beam Interferometric Observation of Flat Surfaces, J. Opt. Soc. Am., 51, 1142 (1961).
10. **Jensen A. E.** Absolute Calibration Method for Laser Twyman-Green Wavefront Testing Interferometers. (abstract only), J. Opt. Soc. Am., 63, 1313 (1973).

11. Jones R. A., Kadakia P. L. Automated Interferograph Analysis Technique, Appl. Opt. 7, 1477 (1968).
12. Langenbeck P. H. Multipass Interferometry, Appl. Opt., 8, 543 (1969).
13. Malacara D., Rizo I., Morales A. Interferometry and the Doppler Effect, Appl. Opt., 8, 1746 (1969).
14. Okoomian H. J. A Two-Beam Polarization Technique to Measure Optical Phase, Appl. Opt. 8, 2363 (1969).
15. Rice S. O. Mathematical Analysis of Random Noise. Bell Syst. Tech. J., 23, 282 (1944).
16. Rimmer M. D. Method of Evaluating Lateral Shearing Interferograms, Appl. Opt., 13, 623 (1974).
17. Shepp L. A. Private communication, 1976.
18. Sommargren G. E. Up/Down Frequency Shifter for Optical Heterodyne Interferometry, J. Opt. Soc. Am. 65, 960 (1975).
19. Takasaki H., Yoshino Y. Polarization Interferometer, Appl. Opt., 8, 2344 (1969).
20. Tolansky S. Multiple Beam Interferometry, Clarendon Press, Oxford, 1948.
21. Twyman F. Prism and Lens Making, Hilger and Watts, London, 1952.
22. Weckler G. P. Charge Storage Operation of Silicon Photodetectors.— In: Proceedings of NATO Advanced Study Institute on Solid State Imaging (September 1975), P. G. Jespers, F. Van De Wiele, and M. H. White, Eds.
23. Wyant J. C. Double Frequency Grating Lateral Shear Interferometer, Appl. Opt., 12, 2057 (1973).
24. Wyant J. C. Use of AC Heterodyne Lateral Shear Interferometer with Real-Time Wavefront Correction Systems, Appl. Opt., 14, 2622 (1975).

## Компенсационные методы контроля

*А. Оффнер*

Для контроля качества асферических поверхностей создан целый ряд различных методов контроля. В одном из них, особенно удобном и полезном для использования в процессе изготовления деталей, применяется вспомогательная оптическая система, рассчитываемая так, чтобы совместно с контролируемой асферической поверхностью формировать стигматическое изображение точечного источника. Такие системы получили название нулевых корректоров, или компенсаторов.

### 14.1. ВВЕДЕНИЕ

Возможности оптиков изготавливать точные астрономические зеркала значительно увеличились с внедрением хорошо известного метода ножа Фуко [6]. Он исключительно чувствителен и удобен в интерпретации, особенно при оценке величины астигматизма пучка, поскольку является в данном случае компенсационным методом контроля. Сферическую поверхность проверяют с помощью непрозрачного ножа и источника света, помещенных в центре ее кривизны. Любые теневые образования на равномерно освещенной поверхности детали свидетельствуют об ее погрешностях в этом месте.

В применении к параболическим зеркалам метод требует значительно больше времени и менее точен; погрешности поверхности здесь могут быть определены лишь из результатов многочисленных измерений в различных зонах.

В течение многих лет единственной альтернативой метода Фуко, используемой при изготовлении параболических зеркал, служил автоколлимационный контроль с помощью оптической плоскости, размеры и точность которой соответствуют параметрам измеряемой поверхности.

Кудэ [3] показал, что астигматизм в изображении точечного источника в центре кривизны параболоида можно устранить, помещая между зеркалом и изображением небольшую компенсационную линзу. В его компенсаторе (рис. 14.1) использованы два оптических компонента с общей нулевой оптической силой. Устройство, оказавшееся высокоэффективным при контроле параболического зеркала диаметром 30 см и  $f/5$ , имело собственные размеры около 4 см.

Берч [1] предложил применять для компенсации аберраций параболоида, используемого совместно с источником и непрозрачным

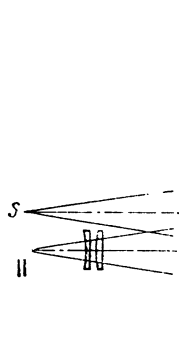


Рис. 14.1. Двухэлементный компенсатор Кудэ [3]

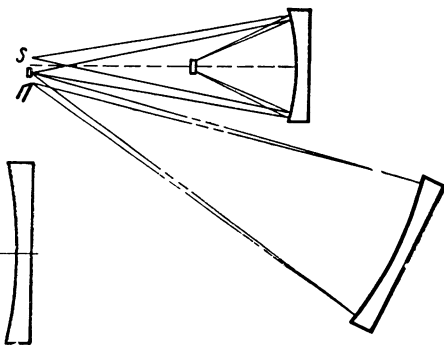


Рис. 14.2. Двухзеркальный компенсатор Берча [1]

ножом, сферическое зеркало, помещаемое за его фокусом. Он вывел выражение для aberrаций пятого порядка у компенсаторов такого типа и показал, что в двухзеркальной схеме (рис. 14.2) остаточная aberrация параболоида с относительным отверстием до  $f/5$  и диаметром до 80 см составляет менее  $1/40\lambda$ , причем диаметр компенсационного зеркала равен  $1/4$  указанного выше. Для параболоидов с большими апертурой и светосилой он рассчитал форму выпуклого зеркала, край которого отступает от ближайшей сферы по закону восьмой степени так, чтобы была скомпенсирована сферическая aberrация седьмого порядка. Он вычислил, что для компенсации aberrаций пятиметрового зеркала с  $f/3,33$  в Маунт-Паломаре потребовалась бы асферичность около  $2,8\lambda$ .

Им же [2] было получено простое кубическое решение для преломляющего компенсатора, содержащего плосковыпуклую линзу с фокусным расстоянием  $f$ , коэффициентом преломления  $\mu$  и плоской отражающей поверхностью (рис. 14.3). Для параболоида с вершинным радиусом  $R$  aberrацию третьего порядка в центре кривизны можно скомпенсировать, если  $f = R\mu^2/(\mu - 1)^2$  и при  $\mu = 1,52$  диаметр линзы равен приблизительно  $1/8$  диаметра параболоида. Берч предполагал, что при использовании такого компенсатора остаточными aberrациями параболоидов с относительным отверстием до  $f/8$  можно будет пренебречь. Спустя 30 лет Холлеран рассчитал вторичные aberrации для линзовых компенсаторов Берча [12].

При изготовлении пятиметрового зеркала обсерватории в Маунт-Паломаре для получения в обратном ходе лучей стигмати-

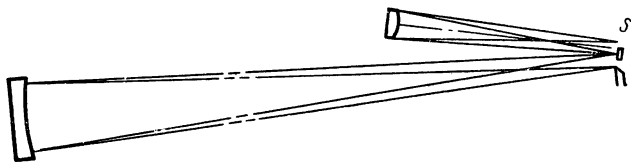


Рис. 14.3. Плосковыпуклый компенсатор Берча [2]

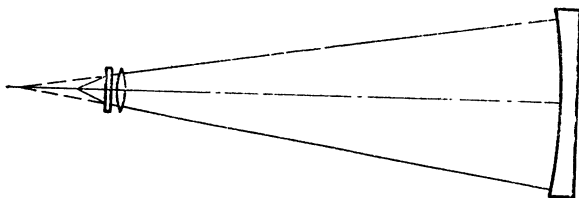


Рис. 14.4. Асферический компенсатор Росса, использованный при изготовлении пятиметрового зеркала в Маунт-Паломар

ческого изображения вблизи центра его кривизны успешно использовался 25-сантиметровый компенсатор Росса [19] (рис. 14.4).

Росс показал, что для достижения компенсации, при которой влияние остаточных зональных aberrаций станет намного меньше возмущающего воздействия атмосферы, необходимо добавить к преломляющему сферическому компоненту, компенсирующему сферическую aberrацию параболоида, асферическую пластину. Преимущество обратноотражающего устройства Росса заключается в том, что оно свободно от комы и потому нечувствительно к смещениям источника и ножа Фуко с оси системы. Более того, поскольку компенсатор используется дважды, он должен вносить только половину aberrаций по сравнению с устройством Куде (см. рис. 14.1).

#### 14.2. КОМПЕНСАТОР ДОЛЛА

Плосковыпуклая линза Берча из устройства, показанного на рис. 14.3, является удобным и легкорезализуемым решением проблемы создания компенсатора для параболических зеркал со средней апертурой. Однако линзу можно использовать лишь для контроля за изготовлением параболоидов с одним и тем же фокусным расстоянием.

Долл отметил, что, поскольку сферическая aberrация линзы является функцией ее сопряжений, диапазон применения плосковыпуклого компенсатора можно значительно расширить [4, 5]. Его устройство (рис. 14.5), идентичное схеме Куде (см. рис. 14.1), позволяет при правильном выборе линзы с коротким сопряжением вести компенсационный контроль параболоидов с  $F/f$  в диапазоне 5—20, где  $f$  — фокусное расстояние компенсатора. При этом для компенсации aberrаций третьего порядка в центре кривизны параболоида необходимо выдерживать следующее соотношение:

$$\frac{F}{f} = \frac{1}{4} (m-1)^2 \left[ \frac{\mu^2 (m-1)^2}{(\mu-1)^2} + \frac{(3\mu+1)(m-1)}{\mu-1} + \frac{3\mu+2}{\mu} \right], \quad (14.1)$$

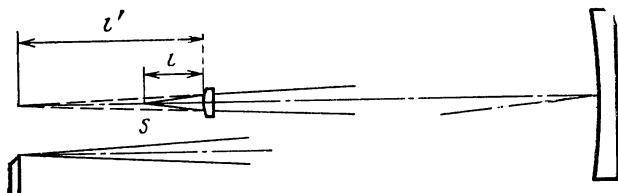


Рис. 14.5. Плосковыпуклый компенсатор Долла

где  $m=l'/l$ ;  $\mu$  — коэффициент преломления стекла линзы. Правило знаков при этом таково, чтобы  $m > 1$ .

Компенсатор Долла использовался достаточно широко, особенно при изготовлении любительских телескопов. Степень компенсации, получаемой с помощью этого чрезвычайно простого устройства, иллюстрируется следующим примером.

Представим компенсатор Долла для параболического зеркала диаметром 0,6 м с  $f/5$ . Задав  $m=2$ ,  $\mu=1,52$  и  $F=3$  м, из уравнения (14.1) получаем отношение  $F/f=5,888$ , укладывающееся в пределы, установленные Доллом. Основные характеристики компенсатора при этом будут следующими:  $f=50,950$ ,  $l=-25,475$  и  $l'=-50,950$  см. Используя его, получим среднее квадратическое отклонение волнового фронта, создающего изображение источника света, от ближайшей сферы, равное  $0,048\lambda$  при  $\lambda=632,8$  нм. Параболическое зеркало, изготовленное при контроле с помощью такого компенсатора, имело бы среднее квадратическое отклонение формы поверхности  $0,024\lambda$  и соответствовало бы числу Штреля, равному 0,91. Диаметр линзы компенсатора составляет при этом всего лишь около  $1/42$  диаметра контролируемой детали.

Характеристики параболоида из рассмотренного примера являются, пожалуй, предельными, для которых применим компенсатор Долла. Следует добавить, что в устройстве Долла имеется остаточная кома и поэтому источник света необходимо располагать строго на оси компенсатора, а она, в свою очередь, должна проходить точно через вершину зеркала.

Полезные советы по изготовлению и использованию рассмотренного устройства приведены в работах [20, 24]. Ограничив коэффициент  $\mu$  линзы компенсатора значением 1,52, можно заменить вычисления по формуле (14.1) использованием графиков из оригинальной статьи Долла [5].

Введением плосковыпуклой линзы в уже упоминавшееся устройство Росса (см. рис. 14.4) можно создать модифицированный вариант компенсатора Долла, свободного от комы. В уравнении (14.1) при этом коэффициент  $1/4$  заменяется на  $1/2$ , так как лучи проходят через линзу дважды. Для контроля по такой схеме рассмотренного ранее 0,6-метрового параболического зеркала с  $f/5$  компенсатор должен иметь  $F/f=11,776$ ,  $f=25,475$  см,  $l=-12,737$  см и  $l'=-25,475$  см; диаметр его плосковыпуклой линзы составляет всего лишь  $1/24$  часть диаметра контролируемой детали. Точностные возможности этого варианта полностью соответствуют приведенным в рассмотренном выше примере, однако, как уже говорилось, он свободен от комы и на него не влияют смещения источника света от оси системы.

Интересный вариант компенсатора Долла предложил Пуряев [18], заменивший в схеме Росса (см. рис. 14.4) плосковыпуклую линзу афокальным мениском с асферической вогнутой поверхностью, для которого справедливо соотношение  $r_1-r_2=d(\mu-1)/\mu$ , где  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы соответственно вогнутой и выпуклой поверх-

ностей,  $d$  — толщина мениска и  $\mu$  — показатель преломления стекла.

Для компенсации аберрации параболоида радиусом  $R$  величина третьего порядка конической постоянной вогнутой поверхности  $K = R/[(\mu - 1)(r_2/r_1)^4 l]$ , где  $l$  — расстояние от источника света до мениска. Условие знаков здесь таково, что  $K$  всегда отрицательна.

Таким 20-сантиметровым менисковым компенсатором можно проконтролировать любую параболическую или квазипараболическую поверхность с фокусом до 24 м и апертурой не выше 1:4. Максимальная остаточная волновая аберрация обратноотраженной волны для любого параболоида в этом диапазоне равна приблизительно  $\lambda/2$  при  $\lambda = 632,8$  нм и может быть учтена при определении формы контролируемого зеркала.

#### 14.3. КОМПЕНСАТОР ОФФНЕРА

Выше говорилось о том, что введением в схему устройства асферического элемента можно обеспечить устранение сферической аберрации параболического или другого произвольного асферического зеркала с любой необходимой степенью точности, однако применение этого метода возможно лишь, если форму асферического элемента можно изготовить и определить с точностью выше требуемой точности контроля. Погрешность формы главных зеркал космических бортовых дифракционно ограниченных систем не должна превышать  $\lambda/100$  в видимом диапазоне, и поэтому желательно, чтобы элементы компенсаторов для их аттестации были ограничены плоскими или сферическими сторонами, которые можно изготовить с необходимой точностью.

При разработке своего корректора Росс обнаружил, что чем дальше от центра кривизны зеркала он помещал линзу, тем меньше была остаточная аберрация при наличии точной компенсации в центре и на краю. Это происходит потому, что, хотя продольная сферическая аберрация  $S$  нормалей к параболоиду и подчиняется простому закону  $S = y^2/(2R)$ , где  $y$  — расстояние нормали от оси параболоида и  $R$  — его радиус, потребовались бы дополнительные члены для описания ее распределения в координатной системе с началом на компенсаторе. Если бы компенсатор был помещен в непосредственной близости параболоиду, компенсируемая сферическая аберрация подчинялась бы такому же простому закону, но, к сожалению, этот корректор пришлось бы делать таким же большим, как и контролируемая поверхность.

##### 14.3.1. Преломляющий компенсатор Оффнера

Оффнер [15] справедливо указывал, что небольшая линза, образующая действительное изображение точечного источника в центре кривизны параболоида, в сочетании с полевой линзой, изображающей ее на параболоиде, с оптической точки зрения эквивалентна большой линзе вблизи контролируемой поверхности. Эта идея



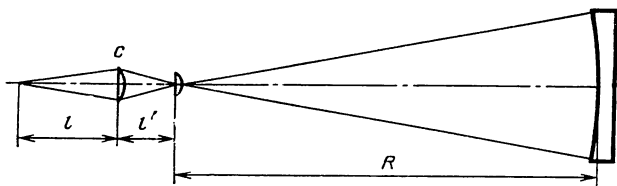


Рис. 14.6. Преломляющий компенсатор с полевой линзой

впервые была предложена Шупманном для контроля вторичного спектра [16, 21].

При наличии в устройстве Оффнера полевой линзы, изображающей компенсирующую линзу  $c$  на параболоиде (рис. 14.6), сферическая абберация последней должна изменяться по апертуре по тому же закону, которому подчиняются нормали к параболоиду, однако это ограничение не является абсолютно необходимым. Нужно лишь, чтобы линза  $c$  обладала сферической абберацией третьего порядка, достаточной для компенсации погрешностей нормалей к параболоиду. Тогда оптическую силу полевой линзы и соответственно положение изображения линзы  $c$  изменяют, добиваясь сведения аббераций высшего порядка к минимуму.

Для компенсации абберации третьего порядка нормалей к асферическому зеркалу с конической постоянной  $K$  и радиусом вершинной кривизны  $R$  плосковыпуклая линза с фокусным расстоянием  $f$  и показателем преломления  $\mu$  должна удовлетворять выражению

$$-\frac{KR}{f} = (1 - m)^2 \left[ \frac{\mu^2 (1 - m)^2}{(\mu - 1)^2} + \frac{(3\mu + 1)m(1 - m)}{\mu - 1} + \frac{(3\mu + 2)m^2}{\mu} \right], \quad (14.2)$$

где  $m$  — отношение  $l'/l$  (см. рис. 14.6) и по принятому правилу знаков отрицательно. Для того чтобы абберации нормалей к зеркалу были скомпенсированы сферической абберацией плосковыпуклой линзы,  $K$  тоже должна быть отрицательной.

Важность полевой линзы в устройстве Оффнера очевидна из рассмотрения компенсатора для контроля параболоида диаметром 1 м с  $f/4$ , использующего плосковыпуклые линзы с  $\mu = 1,52$ . Сначала из условия получения необходимого угла сходимости обратноотраженного волнового фронта выбираем величину  $m$ . При угле сходимости  $f/12$   $m = -0,6667$ . Затем из уравнения (14.2) и с учетом необходимости компенсации абберации нормалей третьего порядка находим, что фокусное расстояние линзы равно 20,9115 см, так как  $K = -1$  и  $R = 800$  см. Сопряженные отрезки для  $m = -0,6667$  равны:  $l = -52,2772$  и  $l' = -34,8532$  см. Обратнотражающая система, образованная источником света, помещенным на дальнем сопряженном отрезке линзы, и параболическим зеркалом с центром кривизны на коротком отрезке, скорректирована на сферическую абберацию третьего порядка, но имеет поперечную сферическую абберацию пятого порядка, равную  $-0,0205$  см. Средняя квадра-

тическая погрешность обратноотраженного волнового фронта составит при этом  $0,23\lambda$  для  $\lambda = 632,8$  нм.

Полевая линза с фокусным расстоянием 33,3976 см в центре кривизны параболоида образует изображение компенсирующей линзы на контролируемом зеркале; aberrация пятого порядка в этом случае меняет знак на противоположный и становится равной  $+0,0207$  мм, а погрешность волнового фронта слегка увеличивается до  $0,26\lambda$ . Расчеты показывают, что фокусное расстояние полевой линзы, при котором имеет место минимальная сферическая aberrация высшего порядка, равно 66,8900 см; средняя квадратическая погрешность обратноотраженного волнового фронта при этом уменьшается до  $0,0003\lambda$  — величины, значительно меньшей той, которая может быть измерена. Диаметр компенсирующей линзы в этом случае равен  $1/20$  диаметра параболоида с  $f/4$ .

Уравнение (14.2) построено на предположении, что сферическая поверхность плосковыпуклой полевой линзы находится в центре кривизны параболоида. Иногда удобнее немного сместить линзу из центра; тогда она будет вносить дополнительное увеличение  $m_j$  и условие компенсации aberrации третьего порядка примет вид

$$-\frac{KR}{f m_j^2} = (1 - \bar{m})^2 \left[ \frac{\mu^2 (1 - m)^2}{(\mu - 1)^2} + \frac{(3\mu + 1) \bar{m} (1 - \bar{m})}{(\mu - 1)} + \frac{(3\mu + 2) \bar{m}^2}{\mu} \right], \quad (14.3)$$

где  $\bar{m} = m_j^2 m$ .

Как и компенсатор Росса, обратноотражающее устройство Оффнера свободно от комы, и коррекция волнового фронта осуществима для внеосевого источника.

Высокая степень стигматизма, получаемая при использовании компенсатора Оффнера, обеспечила ему применение для количественной оценки формы поверхности вогнутых асферических зеркал с большой апертурой. С этой целью обратноотраженный волновой фронт сравнивают с эталонной сферой интерферометра сферической волны [13]. Для обеспечения максимальной точности измерений следует использовать интерферометр с многократным прохождением лучей, в котором контролируемый фронт и эталонная сфера оптически сопряжены [7]. Погрешность аттестации отдельных точек волны составляет при этом  $0,003\lambda$  (частотное сообщение).

### 14.3.2. Отражающие компенсаторы Оффнера

Недостатком компенсатора Оффнера (см. рис. 14.6) является трудность измерения изменений показателя преломления компенсирующего элемента с необходимой степенью точности. В описанном примере [15] толщина компенсирующей линзы диаметром 4,5 см составляла 1,05 см; средняя разность показателя преломления, равная  $3 \cdot 10^{-7}$  вдоль пути двух лучей, проходящих эту линзу дважды, приводит к разности оптического хода  $\lambda/100$  при  $\lambda = 632,8$  нм. Для асферических зеркал с большими апертурой и светосилой

требуются большие диаметры и толщины компенсирующих линз, в которых даже меньшие разности показателей преломления приводят к указанным погрешностям оптического хода; их изготовление и аттестация даже с такой степенью точности по оптической однородности на сегодня невозможны.

Решить эти проблемы можно, заменив сферические зеркала плосковыпуклыми преломляющими компенсирующими элементами (см. рис. 14.6), форму поверхности которых нетрудно определить с минимальной погрешностью. Небольшую полевую линзу при этом можно сохранить, поскольку маленькие образцы стекла зачастую обладают допустимыми изменениями показателя преломления.

**Однозеркальный компенсатор.** Хорошо известно [1], что аберрация на оси сферического зеркала, используемого при увеличении, отличном от  $-1$ , может использоваться для компенсации отклонений нормалей вогнутой асферической детали с отрицательным коническим коэффициентом. Высокую степень компенсации, характерную для преломляющего устройства Оффнера, можно достичь также в отражающем компенсаторе, использующем полевую линзу в центре кривизны коникоида (рис. 14.7). Как и в схеме Оффнера, радиус компенсирующего зеркала  $R$  и его сопряжения  $l$  и  $l'$  выбирают из условия необходимости скомпенсировать аберрацию третьего порядка нормалей к коникоиду с радиусом  $R_c$  и конической постоянной  $K$ . При этом оптическую силу полевой линзы подбирают так, чтобы свести к минимуму аберрации высшего порядка. Это достигается выполнением следующих соотношений:

$$R_N = -8KR_c/(m^2 - 1)^2; \quad (14.4)$$

$$l = (1 - m)R_N/2; \quad (14.5)$$

$$m = l/l' = -2N_c/N_N, \quad (14.6)$$

где  $2N_c$  и  $N_N$  — апертура пучка соответственно в центре кривизны контролируемой детали и в обратноотраженном изображении.

Отношение диаметра коникоида  $A_c$  и компенсирующего зеркала  $A_N$  имеет при этом вид

$$A_c/A_N = (m^2 - 1)^2/[4K(m - 1)]. \quad (14.7)$$

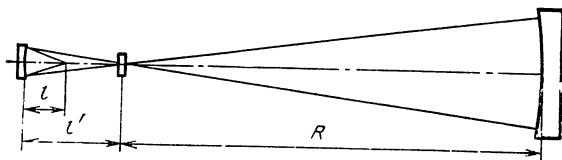


Рис. 14.7. Однозеркальный компенсатор с полевой линзой

#### 14.1. Отношение диаметров и увеличение для однозеркального компенсатора

Увеличение	Отношение диаметров
—3,0	4,0
—3,5	7,0
—4,0	11,25
—4,5	16,8
—5,0	24,0

#### 14.2. Параметры однозеркального компенсатора для гиперболического зеркала диаметром 3 м с $f/2,45$

Вариант схемы	$m$	$R_N$	$l$	$A_N$	$N_N$
Третий	—4,9	22,2849	65,7404	13,42	1,000
Оптимизированный	—4,7	22,2849	65,7518	13,50	1,044

В табл. 14.1 приведены некоторые его значения. Если отношение превышает 10, параметр  $-m$  должен быть больше 4. Практические ограничения значений  $m$  определяются величиной  $N_N$  апертуры отраженного изображения, обратно пропорциональной  $m$  [см. уравнение (14.6)]. Если компенсируемый волновой фронт в дальнейшем предполагается исследовать интерферометрически без дополнительной оптики, интерферометр должен обладать способностью пропускать пучки до  $f/N_N$ , и поэтому компенсирующее зеркало устройства для контроля отражающих асферических поверхностей с малой апертурой  $N_c$  должно быть большим. Следует также учитывать допустимую остаточную аберрацию компенсированного изображения; иногда значение  $A_c$  превышает ее значение, устанавливаемое нижним пределом по  $N_N$ .

Так, например, для контроля трехметрового гиперболического главного зеркала с  $f/2,45$  из системы Ричи-Кретьена был сконструирован однозеркальный компенсатор. Коническая константа контролируемой поверхности ранялась —1,003313. Выбрав для  $m$  значение —4,9, получаем апертуру пучка в отраженном изображении  $f/1$ . В табл. 14.2 представлены характеристики третьего\* [рассчитанного по уравнениям (14.4—14.7)] и оптимизированного вариантов компенсирующего зеркала. Фокусное расстояние полевой линзы, при котором аберрации высшего порядка минимальны, равно 55,4849 см. Вычисленная средняя квадратическая разность оптического хода отраженного волнового фронта составила 0,009λ при λ=632,8 нм. При необходимости обеспечить меньшие значения остаточных аберраций, следует воспользоваться меньшим значением  $-m$ . Зеркало компенсатора в этом случае станет больше, а угол сходимости отраженного луча — меньше.

**Двухзеркальный компенсатор.** Хотя однозеркальный компенсатор (см. рис. 14.7) с оптической точки зрения наименее сложен из известных отражающих устройств, при его реализации необходим дополнительный элемент — плоскость для получения отраженного изображения (рис. 14.8) с высоким качеством поверхности, сравнимым с качеством сферического зеркала.

Два прецизионных оптических компонента требуются и для двухзеркального компенсатора, показанного на рис. 14.9. Линей-

\* Это, вероятно, условное название варианта схемы, компенсирующей аберрации третьего порядка. — *Прим. ред.*

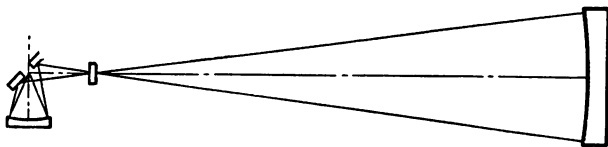


Рис. 14.8. Практическая реализация однозеркального компенсатора

ное расположение деталей облегчает точную юстировку системы и обеспечивает удобное наблюдение отраженного изображения.

В связи с наличием отверстий в компенсирующих зеркалах наблюдать центральную часть асферического зеркала здесь невозможно, и поэтому компенсаторы должны конструироваться так, чтобы экранирование при контроле соответствовало величине виньетирования при эксплуатации зеркал.

На третий вариант конструкции двухзеркального компенсатора влияет коэффициент виньетирования каждого из зеркал. Уравнения, приведенные ниже, верны, если коэффициент виньетирования  $r$  одинаков для них обоих. Подобно расчетам при однозеркальном компенсаторе параметры и апертуры здесь являются функциями увеличения, которое определяется как изменение величины увеличения от промежуточного изображения (см. рис. 14.9) до изображения в центре кривизны асферического зеркала с помощью следующего отношения

$$m_1 = 2N_c/N_1, \quad (14.8)$$

где  $N_1$  — апертура пучка в промежуточном изображении. Отношения диаметров компенсирующих зеркал  $A_1$  и  $A_2$  к диаметру кониоида  $A_c$  в момент равенства аббераций третьего порядка нормалей к зеркалу  $A_c$  и аббераций компенсатора, вычисляют из уравнений

$$\frac{A_c}{A_1} = \frac{1}{4K} (m_1 + 1) [m_1^2 (1 + 2r - r^2) - 2m_1 (1 - r) - 2]; \quad (14.9)$$

$$\frac{A_c}{A_2} = \frac{A_c}{A_1} \frac{m_1 r - 1}{m_1 - 1}. \quad (14.10)$$

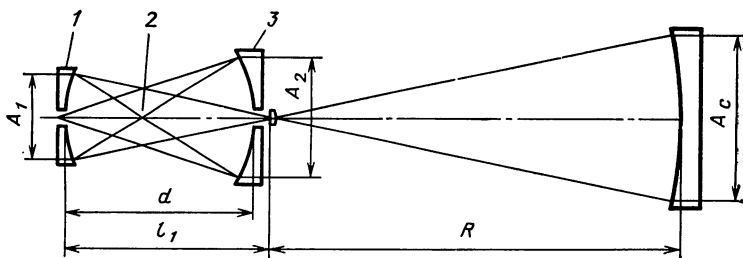


Рис. 14.9. Двухзеркальный компенсатор с полевой линзой:  
1 — зеркало 1; 2 — промежуточное изображение; 3 — зеркало 2

Соотношения для остальных параметров компенсатора аберраций третьего порядка следующие:

$$R_1 = 4A_1 N_c / (1 - m_1); \quad (14.11)$$

$$R_2 = 4A_2 N_c / [m_1 (2 - r) + 1]; \quad (14.12)$$

$$l = 2N_c A_1; \quad (14.13)$$

$$d = N_1 (A_1 + A_2); \quad (14.14)$$

$$N_N = -2N_c / [m_1 (1 - r) + 1], \quad (14.15)$$

где  $l$  — расстояние от центра кривизны зеркала  $A_c$  до компенсационного зеркала 1;  $d$  — расстояние между зеркалами 1 и 2;  $N_N$  — апертура пучка в плоскости отраженного изображения.

**14.3 Отношение диаметров и увеличение для двухзеркального компенсатора**

$m_1$	$r=0,2$			$r=0,3$		
	$A_c/A_1$	$A_c/A_2$	$2N_c/N_N$	$A_c/A_1$	$A_c/A_2$	$2N_c/N_N$
—3,0	7,52	6,02	1,4	7,90	7,50	1,10
—3,5	12,66	8,61	1,8	13,37	10,97	1,45
—4,0	19,62	11,77	2,2	20,82	15,27	1,80
—4,5	28,65	15,36	2,6	30,52	20,49	2,15
—5,0	40,00	20,00	3,0	42,75	26,72	2,50

Из табл. 14.3 видно, как изменяются величины  $A_1$ ,  $A_2$  и  $N_N$  в зависимости от увеличения  $m_1$  для двух значений коэффициента виньетирования. Сравнивая эти данные с данными табл. 14.1, нетрудно заметить, что при фиксированном увеличении зеркало  $A_2$  имеет приблизительно те же размеры, что и однозеркальный компенсатор. Вместе с тем различие значений величин  $m_1$  и  $2N_c/N_N$  в табл. 14.3 означает, что при максимальных размерах элементов схемы угол сходимости в плоскости отраженного изображения у двухзеркального компенсатора равен примерно половине угла в однозеркальном.

Из следующего примера видно, что степень компенсации, получаемой с помощью двухзеркального компенсатора, исключительно высокая. Был создан компенсатор для контроля трехметрового параболического зеркала с  $f/1,5$  и коэффициентом виньетирования 0,3. Использовался интерферометр сферической волны, обеспечивающий контроль пучков с углами сходимости  $f/1,2$ . Для  $N_N=1,5$  были выбраны значения  $r=0,25$  и  $m_1=-4$ . Из уравнений (14.9) и (14.10) находим  $A_1=14,82$  и  $A_2=27,22$  см. В табл. 14.4 приведены полученные из уравнений (14.11)—(14.15) значения параметров компенсатора аберраций третьего порядка. Полевая линза, необходимая для его оптимизации, представляет собой мениск с коэффициентом преломления стекла 1,519, толщиной 0,5 см и радиуса-

#### 14.4 Параметры двухзеркального компенсатора для гиперболического зеркала диаметром 3 м с $f/1,5$

Вариант схемы	$m_1$	$R_1$	$R_2$	$l$	$d$	$A_2$	$N_N$
Третий . . . . .	-4,00	17,7778	22,2222	44,4444	27,7778	22,22	1,50
Оптимизированный . .	-3,99	17,7776	22,2227	44,3833	27,7789	21,34	1,52

ми 14,619 см (выпуклой) и 71,656 (вогнутой) поверхностей, обращенный выпуклой стороной к параболическому зеркалу. Используя такой компенсатор, можно получить среднюю квадратическую разность хода для отраженного волнового фронта, равную 0,009λ при λ=632,8 нм. Если бы требовалась меньшая остаточная aberrация, то пришлось бы уменьшить значение  $m_1$ , а это приведет к большим значениям  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $N_N$ .

#### 14.4. ДРУГИЕ КОМПЕНСАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ВОГНУТЫХ АСФЕРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ

Простые и небольшие компенсаторы, описанные выше, получили успешное применение по следующим причинам.

1. Вогнутые асферические зеркала сами преобразуют расходящуюся волну от точечного источника в сходящуюся aberrированную.

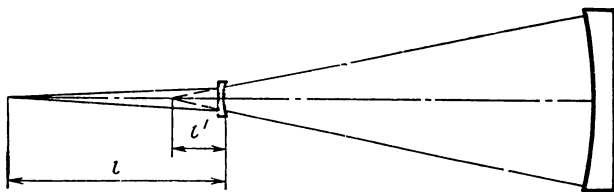
2. Большая часть aberrаций, вносимых контролируемой поверхностью, относится к aberrациям низших порядков.

3. Знак aberrации контролируемой поверхности противоположен знаку aberrаций, вносимых вогнутым зеркалом или простой выпуклой линзой.

Благодаря первой причине компенсатор может быть меньше контролируемого асферического зеркала; вторая позволяет получать хорошую компенсацию при одном элементе удобной формы и, наконец, третья дает возможность использовать простую вспомогательную оптику. Только при выполнении этого условия в компенсаторах могут применяться вогнутые сферические зеркала.

Небольшой компенсатор аналогичной формы может быть сконструирован для любого вогнутого зеркала, поверхность которого создается вращением отрезка конического сечения вокруг главной оси.

Следует отметить, что для контроля вогнутых вытянутых сфероидов компенсаторы не требуются вообще, так как изображение в их сопряженных геометрических фокусах, доступ к которым, как правило, достаточно прост, всегда строго стигматично (как и у всех коникойдов, имеющих геометрические фокусы). Вместе с тем, если один из фокусов находится на большом расстоянии от зеркала, более удобным представляется все-таки компенсационный контроль из центра кривизны с помощью одного из описанных выше устройств.



Сплюснутый сфероид, аналогичный используемому в качестве главного зеркала системы Райта—Шмидта, не удовлетворяет рассмотренному ранее третьему условию. Тем не менее, заменяя линзу Долла плосковыгнутой линзой (рис. 14.10), можно реализовать компенсационный контроль и для него. Поскольку сферическая поверхность этой линзы обращена к контролируемому сфероиду, условия компенсации aberrаций третьего порядка здесь такие же, как и для плосковыпуклого компенсатора Оффнера (см. рис. 14.6), поэтому параметры и плоскости сопряжения плосковыпуклой линзы для выравнивания aberrации третьего порядка нормалей к вытянутому сфероиду могут быть получены из уравнения (14.2). Значение  $m$  отношения  $l'/l$  (см. рис. 14.10) в данном случае положительно и меньше единицы. Влияние выбора  $m$  на отношение размеров вытянутого сфероида и компенсатора понятно из табл. 14.5; все значения были подсчитаны при  $\mu=1,52$  и  $K=1$ . Помещая изображение источника в бесконечности с помощью коллиматора, можно реализовать условие  $m=0$  (рис. 14.11).

Компенсатор такого типа использовался при контроле сплюснутого сфероида диаметром 0,6 м, апертурой  $f/5$  и конической постоянной  $K=1$ . Его отклонения от ближайшей сферы равны по значению, но противоположны по знаку отклонениям параболоида из примера в п. 14.2; параметры  $\mu$  и  $m$  соответственно равны 1,52 и 0. Фокусное расстояние плосковыпуклой линзы, полученное из уравнения (14.2), составляет 70,2216 см. Средняя квадратическая разность оптического хода обратнообращенной плоской волны не

14.5. Апертура плосковыгнутого компенсатора для сплюснутого зеркального сфероида ( $K=1$ ,  $\mu=1,52$ )

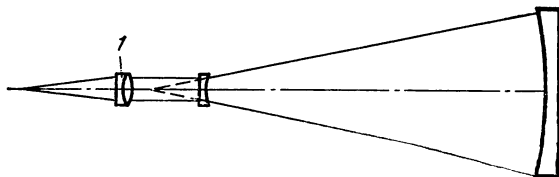


Рис. 14.11. Компенсатор, используемый совместно с коллиматором для контроля сплюснутого сфероида:

$I$  — коллиматор

$m$	Отношение диаметра асферического зеркала и компенсатора
0	8,54
0,1	7,13
0,2	5,88
0,3	4,77
0,4	3,80



превышает  $0,033\lambda$  при  $\lambda = 632,8$  нм; диаметр компенсационной линзы  $0,7$  см.

Холлеран описал [9, 10] компенсационный контроль вогнутых коникойдов без дополнительных оптических элементов. Контролируемую поверхность выравнивают и погружают в жидкость, образующую в контакте с ней плосковыпуклую линзу. В наиболее простом варианте контроля на расстоянии  $d$  над плоскостью жидкости помещают точечный источник света и нож. Толщину  $t$  и коэффициент  $\mu$  преломления жидкостной линзы находят из соотношения  $d = (R/\mu) - t$ , где  $R$  — вершинный радиус кривизны коникойда. Обратнотраженное изображение будет скорректировано на сферическую абберацию третьего порядка, если

$$\mu^2 = 1 - KR/(R - t), \quad (14.16)$$

где  $K$  — коническая постоянная зеркала.

Точность контроля неглубоких поверхностей с небольшой апертурой очень высока. Если выполняется уравнение (14.16) и  $t \ll R$ , максимальное отклонение поверхности от теоретического профиля (в  $\lambda$ )

$$\Delta W \approx KR/(41,5N^6), \quad (14.17)$$

где  $N$  — апертура асферического зеркала;  $R$  — его радиус, мм; длина волны равна  $632,8$  нм. Максимальная погрешность обработки поверхности параболоида диаметром  $0,5$  м и  $f/3$ , обеспечиваемая при таком контроле, составляет  $0,10\lambda$ . Уменьшение апертуры до  $2,5$  у этого же зеркала увеличивает погрешность его поверхности до  $0,25\lambda$ , а у зеркала диаметром  $0,2$  м — до  $0,1\lambda$ .

Описанный иммерсионный контроль можно использовать и для выпуклых асферических деталей при наблюдении их через плоскую заднюю поверхность и замене иммерсионной жидкости оптическим материалом. Пуряев [17] проанализировал возможности развития метода с помещением иммерсионной жидкости над плоской поверхностью. Его уравнения сводятся к уравнениям Холлерана, в которых вместо иммерсионной жидкости принят воздух. Метод является весьма перспективным для контроля небольших асферических поверхностей\*.

Схожий с ним контроль выпуклых параболоидов описан Норманом [14] и основан на том, что плосковыпуклая линза образует стигматическое изображение коллимированного источника на его оси, если ее выпуклая поверхность является асферической с эксцентриситетом, равным коэффициенту преломления материала линзы. Форму контролируемой поверхности определяют, анализируя автоколлимационное изображение точечного источника, помещенного в фокусе выпуклой поверхности линзы, отраженное от ее плоской стороны или от зеркала, параллельного ей. Диапазон асферических поверхностей, доступных контролю данным способом, ограничен, как и в методах Пуряева и Холлерана, реально

---

\* По данным Пуряева, диаметром до  $300$  мм. — Прим. ред.

существующими значениями коэффициентов преломления, и включает в себя гиперboloиды с увеличениями от 3,5 до 5,0 и  $\mu = 1,5 \div 1,8$ . Холлеран показал [11], что сферическая задняя поверхность линзы может служить компенсатором для вогнутого сплющенного сфероида, контролируемого с его обратной стороны.

#### 14.5. МЕТОД КОНТРОЛЯ ХИНДЛА

Поскольку при контроле выпуклых зеркал в отраженном свете нарушается первое условие п. 14.4, компенсатор должен содержать элемент, по крайней мере, того же размера, что и измеряемая деталь.

Изображение в геометрических фокусах выпуклого асферического зеркала является стигматическим, и его «нулевой» контроль не требует применения компенсатора. Обычно, однако, один из фокусов труднодоступен, и для реализации контроля требуются дополнительные оптические элементы.

Хиндл показал [8], как посредством отражения от сферы с центром вблизи недоступного фокуса гиперболического зеркала можно реализовать автоколлимационное устройство для контроля (рис. 14.12).

На рис. 14.13 и 14.14 изображены устройства Хиндла для контроля выпуклых параболоидов и сплюснутых сфероидов. В первом случае используется дополнительный коллиматор, во втором для получения пучка, сходящегося в один из фокусов сфероида,

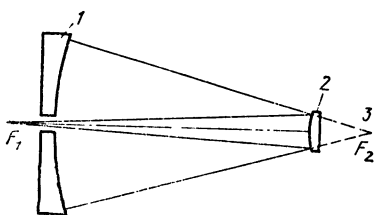


Рис. 14.12. Схема устройства Хиндла для контроля выпуклого гиперболоида: 1 — сферическое зеркало; 2 — гиперболическое зеркало; 3 — центр кривизны сферической поверхности

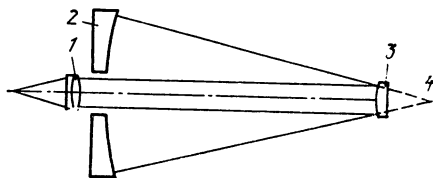


Рис. 14.13. Схема устройства Хиндла для контроля выпуклого параболоида: 1 — коллиматор; 2 — сферическое зеркало; 3 — параболоческое зеркало; 4 — центр кривизны сферической поверхности

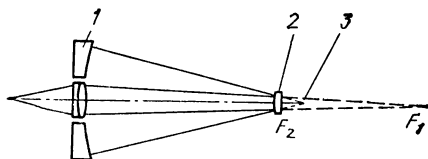


Рис. 14.14. Схема устройства Хиндла для контроля выпуклого вытянутого сфероида: 1 — сферическое зеркало; 2 — вытянутое сфероидальное зеркало; 3 — центр кривизны сферической поверхности

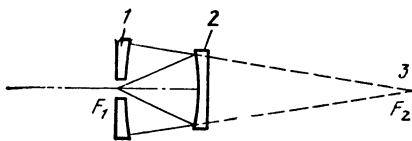


Рис. 14.15. Схема устройства Хиндла для контроля вогнутого гиперболоида: 1 — сферическое зеркало; 2 — гиперболическое зеркало; 3 — центр кривизны сферической поверхности

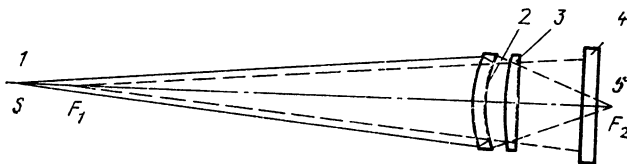


Рис. 14.16. Схема модификации устройства Хиндла (компенсатор Симпсона — Оланда — Мекеля):

1 — центр кривизны сферической калибровочной сферы; 2 — полусеребрянная сферическая поверхность Хиндла; 3 — гиперболическое зеркало; 4 — калибровочная сферическая поверхность; 5 — центр кривизны полусеребрянной поверхности

применяют вспомогательную оптическую систему. Аналогично могут контролироваться небольшие вогнутые гиперboloиды [22] (рис. 14.15).

Хотя контроль выпуклых коникoidов по Хиндлу обеспечивает получение стигматического отраженного изображения, его практическое осуществление бывает часто невозможно, так как желание сохранить величину виньетирования в требуемых пределах приводит к появлению недопустимо большого сферического зеркала. Для гиперboloида диаметром  $A_1$ , размер сферы Хиндла  $A_H$  выражается отношением

$$A_H = A(m + 1)/(mr + 1),$$

где  $r$  — допустимый коэффициент виньетирования, а  $m$  — увеличение гиперboloида в его геометрических фокусах. Таким образом, для 0,25-метровой гиперболического зеркала с  $m=10$  и  $r=0,2$  необходима 0,92-метровая сфера.

Модификация метода Хиндла, исключающая этот недостаток, была описана Симпсоном и др. [23] (рис. 14.16). Вогнутая поверхность менискового элемента, служащая в качестве сферы Хиндла, наполовину посеребрена и поэтому может быть помещена рядом с гиперboloидом без внесения виньетирования. Радиус выпуклой поверхности выбирают так, чтобы компенсировать сферическую aberrацию, вносимую вогнутой.

Для оценки влияния мениска Хиндла на обратноотраженную волну гиперболическое зеркало убирают и исследуют отраженное изображение  $S$  от эталонной сферы с центром в точке  $F_1$ . Любую значительную aberrацию, вносимую мениском, можно затем вычесть из результатов измерений погрешностей формы гиперболической поверхности.

Для контроля 0,25-метровой гиперboloида с увеличением  $10\times$ , фокусами 0,6 и 6 м, радиусом при вершине 1,33333 м и конической константой  $K=-1,49383$  был рассчитан мениск из стекла с  $\mu=1,52$ . Радиус его вогнутой поверхности при условии отстояния от гиперboloида на 5 см равен 65 см; радиус выпуклой поверхности при толщине мениска 5 см и с учетом необходимости компенсировать aberrации на краю апертуры составил 66,6637 см, а световой диаметр — 0,254 м. Средняя квадратическая погрешность обратноотраженной волны в этом случае равна 0,0016λ при  $\lambda=632,8$  нм, и

использование этого варианта для контроля выпуклых коникойдов ограничивается только необходимостью иметь мениск из приблизительно того же преломляющего материала, что и контролируемая деталь.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Burch C. R.** On Reflection Compensators for Testing Paraboloids. *Mon. Not. Astron. Soc.*, 96, 438 (1936).
2. **Burch C. R.** Report of the General Meeting of the Association, *J. B. Astron. Assoc.*, 48, 99 (1938).
3. **Couder A.** Procédé d'Examen d'un Miroir Concave Non- sphérique, *Rev. Opt. Theor. Instrum.*, 6, 49 (1927).
4. **Dall H. E.** A Null Test for Paraboloids, *J. Br. Astron. Assoc.*, 57, 201 (1947).
5. **Dall H. E.** A Null Test for Paraboloids.— In: *Amateur Telescope Making*, Vol. 3. A. E. Ingalls, Ed., Scientific American, New York, 1953, pp. 149—153.
6. **Foucault L.** Memoire sur la Construction des Telescopes en Verre Argenté. (On the Construction of Telescopes in Silvered Glass), *Annal. Obs. Paris*, 5, 197 (1859).
7. **Heintze L. R., Polster H. D., Vrabel J. A.** Multiple-Beam Interferometer for Use with Spherical Wavefronts, *Appl. Opt.*, 6, 1924 (1967).
8. **Hindle J. H.** A New Test for Cassegrainian and Gregorian Secondary Mirrors, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 91, 592 (1931).
9. **Holleran R. T.** Immersion Null Test for Aspherics, *Appl. Opt.*, 2, 1336 (1963).
10. **Holleran R. T.** Null Testing Telescope Mirrors by Immersion, *Sky Telesc.*, 28, 242 (1964).
11. **Holleran R. T.** Third-Order Wavefronts and Related Null Tests, *Appl. Opt.*, 5, 1244 (1966).
12. **Holleran R. T.** An Algebraic Solution for the Small Lens Null Compensator, *Appl. Opt.*, 7, 137 (1968).
13. **Houston J. B., Jr., Buccini C. J., O'Neill P. K.** A Laser Unequal Path Interferometer for the Optical Shop, *Appl. Opt.*, 6, 1237 (1967).
14. **Norman B. A.** New Test for Cassegrainian Secondaries, *Sky Telesc.*, 17, 38 (1957).
15. **Offner A.** A Null Corrector for Paraboloidal Mirrors, *Appl. Opt.*, 2, 153 (1963).
16. **Offner A.** Field Lenses and Secondary Axial Aberration, *Appl. Opt.*, 8, 1735 (1969).
17. **Puryayev D. T.** A Quality Control Technique for Convex Elliptical, Parabolic and Hyperbolic Surfaces of Simple Lenses, *Sov. J. Opt. Technol.*, 38, 684 1971. (оригинал на русском языке: *Оптико-механическая промышленность*, 1971. № 4, с. 34).
18. **Puryayev D. T.** Compensator for Inspecting the Quality of Large-Diameter Parabolic Mirrors, *Sov. J. Opt. Technol.*, 40, 238, 1973. (оригинал на русском языке: *Оптико-механическая промышленность*, 1973, № 11, с. 42).
19. **Ross F. E.** Parabolizing Mirrors without a Flat, *Astrophys. J.*, 98, 341 (1943).
20. **Schlauch J.** Construction of a Dall Null Tester, *Sky Telesc.*, 18, 222 (1959).
21. **Schupmann L.** Die Medial-Fernrohre: Eine neue Konstruktion für grosse astronomische Instrumente, Teubner, Leipzig, 1899.
22. **Silvertooth W.** Modification of the Hindle Test for Cassegrain Secondaries, *J. Opt. Soc. Am.*, 30, 140 (1940).
23. **Simpson F. A., Oland B. H., Meckel J.** Testing Convex Aspheric Lens Surfaces with a Modified Hindle Arrangement, *Opt. Eng.*, 13, G101 (1974).
24. **Stolzmann D. E., M. Hatch.** Extensions of the Dall Null Test, *Sky Telesc.*, 52, 210 (1976).

## Измерение некоторых параметров оптических деталей

*Р. Х. Ноубл*

### 15.1. ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИН

Расчет оптических систем определяет ряд значений их параметров: толщин элементов, расстояний между ними, радиусов кривизны поверхностей и фокусных расстояний элементов и систем. Значение каждого из них должно быть установлено с вполне конкретной точностью или допуском, величина которого и определит тип используемого измерительного инструмента.

Точность каждого измерительного инструмента закладывается в процессе его производства и изготовитель несет ответственность за ее обеспечение. Она определяется как соответствие любого измерения определенным требованиям государственных и международных стандартов. Воспроизводимостью результатов называют близость результатов некоторого измерения другому, подобному измерению одной и той же величины. Работник оптического цеха выбирает инструмент, данные которого соответствуют допустимым отклонениям детали, и использует его так, чтобы он реализовывал необходимую точность измерения.

Основным инструментом для измерения длины является металлическая линейка или рулетка. Допустимая погрешность этого инструмента  $\pm 0,5$  мм. Погрешность штангенциркуля  $\pm 0,05$  мм; микрометр, часовой индикатор и штангенрейсмус обеспечивают точность  $\pm 0,005$  мм. При проведении периодического сравнения с помощью концевых мер погрешность приборов последней группы может составить  $\pm 0,0025$  мм. Счетчик интерференционных полос лазерного интерферометра или дальномера имеет примерно такую же точность. Введение электрических датчиков взамен механических снижает погрешность до  $\pm 0,25$  мкм. Устройства для построения кривой и цифровые считывающие устройства обеспечивают еще меньшую погрешность измерений, и их применение в крупносерийном производстве выгодно, несмотря на их высокую стоимость. Обеспечение жестких допусков требует особого внимания к условиям измерения, и прежде всего к чистоте поверхностей. Одна пылинка может снизить точность измерения, а возможно, и поцарапать контролируемую поверхность. Очень важны и температурные условия. Большинство измерительных приборов градуируются при температуре  $20^\circ\text{C}$ . Длительные отклонения на несколько градусов обычно несущественны и легко учитываются, однако быстрые изменения могут вызвать переходные процессы и градиенты темпера-

туры, способные привести к непредвиденным результатам. В связи с этим следует помнить, что человеческое тело тоже источник тепла. Процесс полирования также обычно вызывает температурный градиент, приводящий к деформации детали, поэтому для обеспечения надежности измерения необходимо дать определенное время для стабилизации и установления теплового равновесия с окружающей средой.

### 15.1.1. Радиус кривизны

**Шаблон.** Простой способ измерения кривизны поверхности заключается в определении зазора между ней и шаблоном, изготовленным с заданным профилем. Край шаблона прижимают к исследуемой поверхности и помещают между источником яркого света и глазом. При этом можно увидеть зазор размером, примерно равным одной длине волны. С уменьшением зазора свет белого источника становится голубым из-за отсутствия длинноволновых составляющих. Продольное перемещение шаблона покажет, является ли зазор дефектом шаблона (если он перемещается вместе с ним) или отклонением измеряемой поверхности от заданной кривизны.

**Пробное стекло.** В этом методе исследуемая поверхность сравнивается интерферометрически (обычно в интерферометре Физо) с пробным стеклом, радиус кривизны которого определен одним из методов, описанных в этой главе. Прибор Физо описан в гл. 1.

**Сферометр.** Это прибор для определения радиуса кривизны путем измерения высоты сегмента сферической поверхности (рис. 15.1) \*. Он может использоваться для оптических элементов, имею-

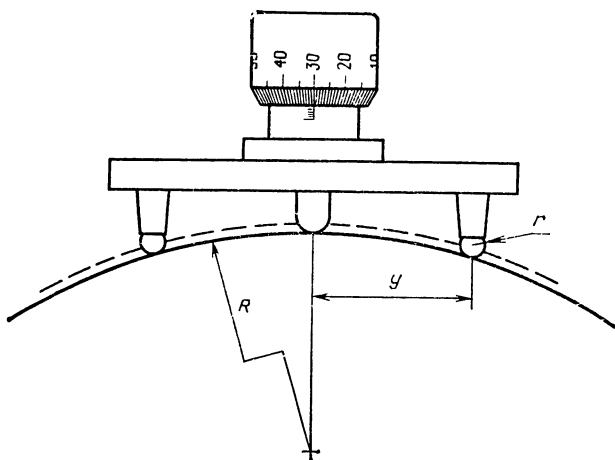


Рис. 15.1. Сферометр

\* Широко используется также термин «стрелка прогиба» — Прим. ред.

щих диаметр больший, чем его собственный. Точность зависит от измеряемого радиуса кривизны и от параметров инструмента.

Измеряемая часть сферы определяется калиброванным стаканом или кольцом, касающимся детали по окружности, или тремя равностоящими ножками. В центре равностороннего треугольника, образованного ими, располагают подвижный наконечник с микрометрическими делениями для определения высоты сегмента. Сначала прибор устанавливают на плоскую поверхность для определения нуля шкалы, затем его помещают на измеряемую сферу, индикатор перемещают до соприкосновения с ней и по шкале отсчитывают высоту сегмента.

Предположим, что сфера касается плоскости  $x-y$ , ее центр лежит на оси  $z$ . Рассекая сферу плоскостью  $y-z$ , получим

$$y^2 + (z - R)^2 = R^2 \quad (15.1)$$

или

$$R = (z^2 + y^2)/(2z). \quad (15.2)$$

Сфера, определенная таким образом, фактически проходит через центры шарообразных ножек сферометра, причем  $y$  — это расстояние от центра каждой из них до оси подвижного наконечника, а  $z$  — измеренное значение высоты сегмента. Действительная поверхность, на которой находится прибор, имеет радиус

$$R = \frac{z}{2} + \frac{y^2}{2z} \pm r, \quad (15.3)$$

где  $r$  — радиус шаровых опор. Знак «плюс» соответствует выпуклым поверхностям, «минус» — вогнутым.

Точность определяют путем дифференцирования уравнения (15.3)

$$\frac{dR}{dz} = \frac{1}{2} - \frac{y^2}{2z^2} \quad (15.4)$$

или

$$\Delta R = \frac{\Delta z}{2} \left( 1 - \frac{y^2}{z^2} \right). \quad (15.5)$$

Величина  $y$  у промышленных сферометров имеет значение 10—100 мм или даже больше. Выберем 50 мм как типичное значение и предположим, что  $\Delta z$  — погрешность отсчета по шкале подвижного наконечника — составляет 0,005 мм. В табл. 15.1 приведены относительные погрешности  $\Delta R/R$  для различных радиусов. Из нее следует, что сферы с радиусами до 5 м измеряются с погрешностью менее 2%.

Применение электрического метода для определения правильной установки прибора позволяет на порядок улучшить точность измерения [1].

**Микроскоп и оптическая скамья.** Этот метод является наиболее общим для измерения оптических элементов малых и средних раз-

### 15.1. Точность сферометра \*

Радиус сферы $R$ , мм	Стрелка прогиба $z$ , мм	Точность $\Delta R$ , мм	Относительная погрешность $\Delta R/R$
10000	0,125	—400,00	—0,0400
5000	0,250	—100,00	—0,0200
2000	0,625	—16,00	—0,0080
1000	1,251	—4,00	—0,0040
500	2,506	—1,00	—0,0020
200	6,351	—0,15	—0,0008

\*  $y=50$  мм;  $\Delta z=0,005$  мм.

меров. Сначала микроскоп фокусируют на поверхность элемента, а затем на центр ее кривизны (рис. 15.2). Для выпуклых поверхностей можно передвигать микроскоп или контролируемую деталь, для вогнутых требуется хорошо корригированная линза с сопряженным расстоянием большим, чем радиус кривизны. В этом случае целесообразнее перемещать деталь.

Метод измерения расстояния, на которое перемещается деталь или микроскоп (т. е. радиуса кривизны) зависит от требуемой точности. Нониус на каретке и точная металлическая линейка на оптической скамье обеспечивают погрешность не более  $\pm 0,1$  мм.

Повышение точности на порядок может быть обеспечено применением штихмасса, в сочетании с которым используются две вогнутые упорные пятки, одна из которых прикрепляется к оправе детали, другая — к неподвижной части оптической скамьи. Они должны быть повернуты друг к другу, а линия, соединяющая их вершины, выдерживается параллельной направлению движения каретки с оправой. Измерения производятся в каждом положении детали, и их разность представляет собой радиус кривизны поверхности. Карнелл и Велфорд [3] описывают похожий метод, требующий для выпуклых поверхностей только одного измерения: микроскоп фокусируется в центр кривизны поверхности, штихмасс помещается между ними и раздвигается до тех пор, пока один его конец не коснется поверхности, а другой не попадет в фокус микроскопа. Авторы считают, что погрешность метода составляет несколько микрометров.

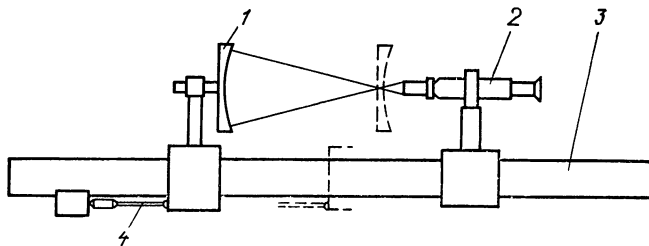


Рис. 15.2. Схема измерения радиусов кривизны:

1 — контролируемая деталь; 2 — микроскоп; 3 — оптическая скамья; 4 — штихмасс



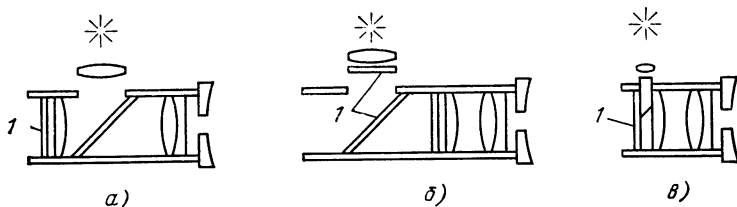


Рис. 15.3. Типы автоколлимационных окуляров:  
а — Гаусса; б — со светящейся линией; в — Аббе; 1 — сетка

Условие правильной фокусировки микроскопа определяется совпадением отраженного изображения освещенной окулярной сетки с ней самой. Освещение может осуществляться с помощью светоделительной пластины, расположенной за сеткой, как в окуляре Гаусса (рис. 15.3, а). В этом случае окулярная сетка и ее изображение имеют вид темных линий на светлом фоне. Более точная установка возможна по светлым линиям на темном фоне. Карнелл и Велфорд добились этого, используя две окулярные сетки. Одна из них располагалась, как и обычно, в фокальной плоскости окуляра (рис. 15.3, б), другая, с освещенными светлыми линиями, с помощью светоделителя сопрягалась с ней. Рэнк [18] получил темное поле с помощью окуляра Аббе с призмой, помещенной в фокусе объектива и экранирующей часть лучей (рис. 15.3, в).

### 15.1.2. Фокусные расстояния

**Заднее фокусное расстояние.** Заднее фокусное расстояние — это расстояние от последней оптической поверхности системы до фокальной плоскости. Оно может быть измерено с помощью микроскопа и оптической скамьи, описанных в предыдущем параграфе, с применением коллиматора. Микроскоп фокусируют на последнюю поверхность и в момент появления в его поле зрения отраженного изображения сетки окуляра, снимают первый отсчет. Затем микроскоп перемещают до тех пор, пока в окуляре не появится сетка коллиматора, и снимают второй отсчет. Их разность представляет собой заднее фокусное расстояние.

**Фокусное расстояние.** Это расстояние между второй главной точкой детали и ее фокальной плоскостью. Для системы с одной и той же оптической средой (обычно воздухом) в пространстве изображений и пространстве объектов узловые и главные точки линзы совпадают. Положение второй узловой точки можно определить, исходя из того, что малые повороты детали относительно нее не приводят к боковому смещению изображения.

Для установки оптической системы на скамье используется устройство, называемое узловой кареткой и обеспечивающее продольное перемещение системы относительно вертикальной оси вращения.

Систему освещают с помощью коллиматора, а для наблюдения изображения его сетки используют микроскоп. Контролируемую систему перемещают вдоль каретки до тех пор, пока не будет найдено положение, в котором небольшие развороты линзы не приводят к смещению изображения, наблюдаемого в окуляр, и снимают первый отсчет. Затем микроскоп точно фокусируют на изображение сетки и берут второй отсчет.

После этого оптическую систему снимают с узловой каретки для того, чтобы определить ось вращения последней. Один из методов заключается в фокусировке микроскопа на изображение, отраженное от цилиндра известного диаметра, помещенного на ось узловой каретки. Фокусное расстояние оптической системы равняется сумме расстояния, на которое смещается микроскоп, и радиуса цилиндра.

### 15.1.3. Толщина оптических деталей

Толщину линзы и пластин обычно измеряют микрометрами или индикаторами с круговой шкалой, если требуемая точность не превышает  $\pm 0,01$  мм. Для уменьшения погрешности измерений до  $\pm 1,0$  мкм можно использовать интерферометр Майкельсона, сравнивающий деталь с опорной пластиной приблизительно той же толщины и изготовленной из такого же оптического материала [23]. Два концевых отражателя дисперсионно компенсированного интерферометра заменяют проверяемой линзой и эталонной плоскопараллельной пластиной из того же материала. Интерферометр юстируют до получения в белом свете колец Ньютона от фронтальных поверхностей линзы и пластины, а затем пластину перемещают вдоль ветви интерферометра до появления таких же колец от задней поверхности. Величина этого смещения непосредственно определяет разность оптических толщин линзы и пластины.

## 15.2. УГЛОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Угол определяет величину взаимного наклона линий или поверхностей как часть полного оборота. Существуют различные системы единиц угловых величин; их взаимосвязь понятна из табл.

15.2. Угловые единицы

Единица	Оборот	Значение в радианах
Квадрант	$(4)^{-1} = 0,25000000$	$\pi/2 = 1,57079633$
Радян	$(2\pi)^{-1} = 0,15915494$	1,00000000
Градус	$(360)^{-1} = 0,00277778$	0,01745329
Минута	$(21\ 600)^{-1} = 0,00004630$	0,00029089
Секунда	$(1\ 296\ 000)^{-1} = 0,00000077$	0,00000485
Град	$(400)^{-1} = 0,00250000$	0,01570796
Сантиград	$(40\ 000)^{-1} = 0,00002500$	0,00015708
Микроквадрант	$(4\ 000\ 000)^{-1} = 0,00000025$	0,00000157

15.2. Радианом называется угол, ограничивающий дугу, равную радиусу окружности. Преимущество радианной системы заключается в том, что малые углы в ней имеют то же численное значение, что и их синусы и тангенсы. Система градус — минута — секунда является старейшей и наиболее широко используемой. Способ деления прямого угла на сто частей является попыткой применения десятичных долей квадранта; одну сотую часть квадранта иногда называют «новой минутой», а одну тысячную — «новой секундой». Однако такая терминология скорее сбивает с толку, чем помогает.

### 15.2.1. Градуированные круги

Транспортир — небольшой инструмент для измерения углов — представляет собой часть угловой шкалы или круга, разделенного на градусы. Верньерная шкала позволяет считывать показания с погрешностью до  $0,1^\circ$ .

Гониометры, или прецизионные спектрометры, являются более точными приборами, использующими полный круг и обеспечивающими погрешность измерений до 1 угловой секунды и лучше (в зависимости от качества деления лимба и выполнения системы считывания). В работе [12] рассмотрен способ контроля такого круга с погрешностью менее  $1''$ .

Некоторые приборы имеют оптические устройства для одновременного наблюдения противоположных сторон круга с тем, чтобы автоматически компенсировалась погрешность децентрирования.

В настоящее время имеются механические инструменты с двумя одинаковыми зубчатыми металлическими дисками, помещенными друг на друга. Такое устройство было описано Хорном [10] и изготовлено фирмой «Муар тул» (*Moore Tool*). Имея 1440 зубцов, оно обеспечивает установку такого же количества независимых положений, каждое по  $0,25^\circ$ . С помощью верньера микровинта можно считывать показания с точностью до  $0,1''$ .

### 15.2.2. Угломер

Угломер — исключительно простой инструмент, состоящий из двух прямых пластин, соединенных осью. Дэве [6] показал, как его можно использовать для получения углов  $90$  и  $45^\circ$  с погрешностью до  $20''$ . Для этого на устройстве устанавливают примерно  $45^\circ$  и сравнивают две прямоугольные призмы, острые углы которых по очереди помещают в угломер. Если расположить прибор между глазом и ярким источником света, как это делается при использовании шаблона, можно наблюдать очень небольшие зазоры. Целью этой процедуры является определение с максимально возможной точностью двух идентичных углов. При необходимости одну из призм подвергают дополнительной обработке. Одинаковые углы не обязательно должны быть равны  $45^\circ$ , они могут составлять, например,  $46^\circ$ .

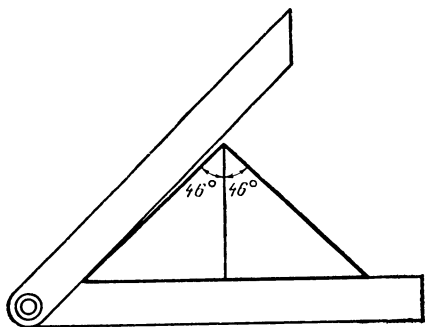


Рис. 15.4. Угломер

Для призмы с гипотенузой 50 мм зазор в 5 мкм с одного края соответствует углу в 0,0001 рад, или  $20''$ .

Аналогичным образом можно получить равностороннюю призму, обрабатывая грани до тех пор, пока ее углы не станут одинаковыми (по  $60^\circ$ ).

### 15.2.3. Образцовые меры

Для часто встречающихся значений углов ( $90$ ,  $45^\circ$  и т. п.) обычно из стекла или металла изготовляют высокоточные эталоны, которые используют затем в качестве образцовых мер.

Типичным устройством для сравнения угла контролируемой детали с угловым эталоном, является автоколлиматор. Он состоит из хорошо откорректированного объектива с освещенной сеткой или шкалой в его фокальной плоскости и окуляра для наблюдения там же отраженного изображения (рис. 15.5). Как и при использовании микроскопа для определения фокусных расстояний и радиусов кривизны, в автоколлиматоре применяют осветительные устройства, изображенные на рис. 15.3, б. Его преимуществом яв-

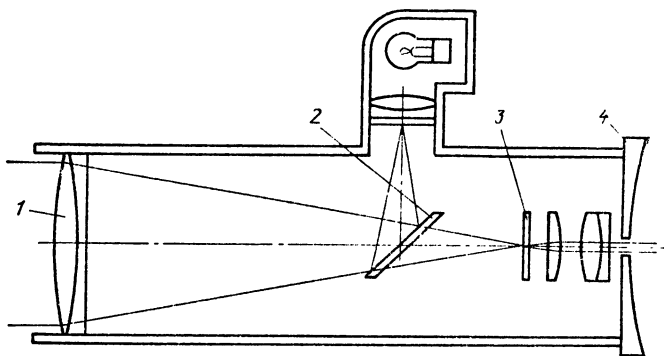


Рис. 15.5. Автоколлиматор:

1 — объектив; 2 — светоделитель; 3 — сетки; 4 — окуляр

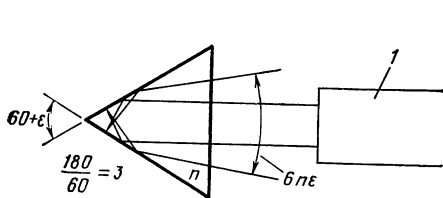


Рис. 15.6. Внутреннее отражение от угла  $60^\circ$ :  
1 — автоколлиматор

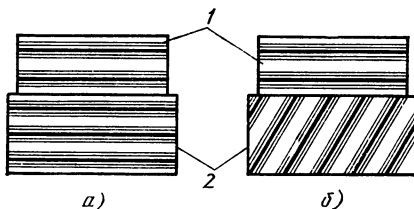


Рис. 15.7. Сравнение детали с эталоном:  
а — первая сторона; б — вторая сторона;  
1 — эталонный образец угла; 2 — контролируемая деталь

ляется то, что автоколлимационная марка здесь представляет собой светящуюся линию на темном поле.

При использовании объектива с фокусным расстоянием 343,8 мм одно деление шкалы, равное 0,1 мм, соответствует  $1'$

$$0,1/343,8 = 0,0002909 \text{ рад} = 1'. \quad (15.6)$$

Точность измерений с такой шкалой составляет около  $\pm 6''$  и может быть повышена на порядок с помощью электрического считывающего устройства.

Контролируемую и эталонную детали устанавливают одной стороной на плоскую поверхность и через автоколлиматор наблюдают светящийся блик от их второй стороны. Угол между двумя отраженными пучками, меньший, чем длина шкалы (например,  $50'$ ), определяют по расхождению автоколлимационных изображений сетки. Найденная таким образом величина равна удвоенной погрешности контролируемой детали.

Твайман [24] подробно проанализировал использование автоколлиматора для измерений углов, образованных делением  $180^\circ$  на произвольное целое число. Его ось при этом должна лежать в плоскости, перпендикулярной к ребру угла и при нечетном делителе совпадать с биссектрисой. Угол между отраженными пучками всегда больше погрешности  $\epsilon$  в число раз, равное удвоенному результату деления  $180^\circ$  на заданный угол. В случае внутреннего отражения (рис. 15.6) отклонение пучка возрастает еще в  $\mu$  раз, где  $\mu$  — коэффициент преломления материала детали.

Углы можно сравнивать с образцовыми мерами интерферометрическими методами. Например, деталь и эталон помещают вместе в одном плече интерферометра Тваймана — Грина (см. гл. 2) и юстируют относительно прибора и друг друга так, чтобы интерференционные полосы стали параллельными плоскости их контакта (рис. 15.7, а). Затем, строго сохраняя взаимное расположение детали и образца, разворачивают их другой стороной так, чтобы полосы от эталона вновь стали параллельны разделяющей плоскости. Угловая погрешность  $\epsilon$  детали при этом будет пропорциональна числу  $N$  полос, пересекающих плоскость контакта:

$$\epsilon = N \lambda / (2S), \quad (15.7)$$

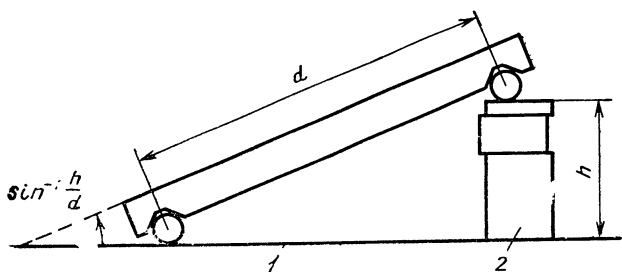


Рис. 15.8. Синусная линейка:  
1 — плоская поверхность; 2 — плоскопараллельные плитки

где  $\lambda$  — длина волны света;  $S$  — размер стороны детали. Например, на рис. 15.7, б пять полос от ртутной лампы укладываются на поверхности шириной 25 мм и поэтому

$$\varepsilon = 5(0,00055)/[(225)] = 0,000055 = 11''. \quad (15.8)$$

Малакара и Харрис [14] разработали метод измерения углов путем поворота плоскопараллельной стеклянной пластины. Свет, отраженный от ее передней и задней поверхностей, интерферирует так же, как в интерферометре Жамена. Схема обеспечивает измерение углов вплоть до  $90^\circ$ , однако наилучшую чувствительность она имеет в интервале  $0-45^\circ$ , где (при использовании пластины толщиной 30 мм и лазерного источника) позволяет получать погрешность до нескольких угловых секунд. В принципе, применение интерферометрического метода разрешает уменьшить погрешность до долей секунды.

Для измерения линейных расстояний с точностью до 0,0025 мм обычно используют широко известные плоскопараллельные плитки Иогансона. Вместе с синусной линейкой они позволяют контролировать углы практически любой величины\* (рис. 15.8).

#### 15.2.4. Допуски на точность изготовления

Допуски на углы между полированными поверхностями задают для большинства оптических деталей, кроме линз\*\*, причем в ряде случаев равенство двух углов по величине важнее, чем допуски на каждый из них.

Напомним, что отклонение луча — это угол между падающим пучком (обычно перпендикулярным к первой поверхности), и пучком, выходящим из призмы, клина или пластины. Это понятие не заменяет угловых допусков и используется только в случае, если требование к нему жестче, чем сумма отдельных угловых допусков,

\* Точность контроля углов при этом обычно составляет  $\pm 0,2''$ . — Прим. ред.

\*\* Следует отметить, что допуск на децентричность линзы является по существу также допуском на угол между касательными к поверхностям. — Прим. ред.

как, например, для призмы с постоянным углом наименьшего отклонения.

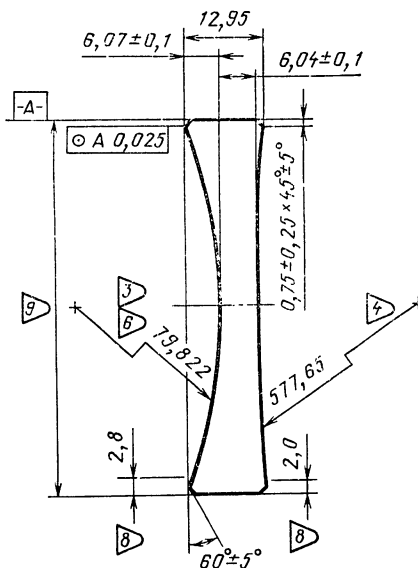
Отклонение зависит как от угла между поверхностями, так и от показателя преломления. При проведении ответственных измерений предварительно должна быть определена длина волны используемого света.

Погрешность центрирования линзы выражается в отклонении луча света, прошедшего через деталь, при вращении последней в V-образной оправе. Сетку помещают в фокальной плоскости и наблюдают с помощью телескопа, сфокусированного на бесконечность (как в автоколлиматоре). Погрешность центрирования определяют величиной радиуса вращения изображения при повороте линзы на  $360^\circ$  и выражают обычно в угловых минутах. Концентричность фасок важна, когда линза касается любой части оправы. Линзу поворачивают в V-образной оправе и пересечение поверхности угла и линзы наблюдают через сложный микроскоп, имеющий шкалу. Половина полного отклонения равна смещению центра пересечения от оси цилиндрической поверхности линзы.

Для призм, имеющих три (и более) полированные грани, перпендикулярные к общей плоскости, задают допуск на пирамидальность. В трехгранной призме она определяется как угол между одной гранью и линией пересечения двух других и может быть измерена с помощью автоколлиматора и поворотного столика с подъемными винтами. Поворачивая зеркало на  $180^\circ$ , автоколлиматор устанавливают перпендикулярно к его поверхностям, тем самым он становится перпендикулярным к оси вращения зеркала. Затем вместо зеркала на поворотный столик помещают контролируемую призму и с помощью винтов две ее поверхности и линию

Рис. 15.9. Пример оформления рабочего чертежа одиночной оптической детали [9]

- Примечания. 1. Дополнительные данные в документе № . . .  
 2. Материал — оптическое стекло марки 648339;  $n_F = 1,66122 \pm 0,001000$ ;  $V_d = 33,9 \pm 0,2$ .  
 Чистота полированной поверхности — 8 класс по стандарту JAN-G-174.  
 Светопропускание — не менее 88% на 1 см толщины при 400 нм.  
 Двойное лучепреломление — не более 10 нм на 1 см пути.  
 3. Общая погрешность формы поверхности — не более 5 интерференционных колец.  
 Местная погрешность формы поверхности — 1 интерференционное кольцо.  
 4. Общая погрешность формы поверхности — не более 8 интерференционных колец.  
 Местная погрешность формы поверхности — 2 интерференционных кольца.  
 5. Децентрировка —  $0^\circ 2'$ .  
 6. Покрyтие —  $MgF_2$  для  $\lambda = 400 + 500$  нм по стандарту MIL-C-675A.  
 7. Шероховатость поверхности 2,0—1,3 мкм по стандарту MIL-O-13830A.  
 8. Зона для крепления.  
 9. Диаметр  $63,50 \pm 0,2$ .  
 10. Линейные размеры приведены в миллиметрах, кроме особо оговоренных случаев.



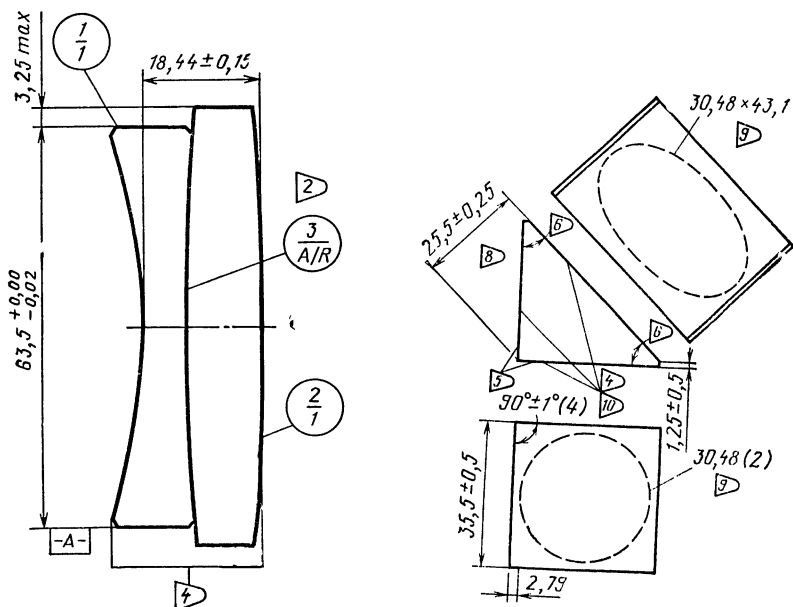


Рис. 15.10. Пример оформления рабочего чертежа склеенных линз [9]

- Примечания. 1. Дополнительные данные в документе №...  
 2. Толщина слоя оптического клея не более 0,02 мм.  
 3. Децентрировка —  $0^{\circ}1'$  максимум при установке на цилиндрическую поверхность.  
 4. После окончания обработки края чернить.  
 5. Линейные размеры приведены в миллиметрах, кроме особо оговоренных случаев.

Рис. 15.11. Пример оформления рабочего чертежа призмы [9]

- Примечания. 1. Дополнительные данные в документе №...  
 2. Материал — оптическое стекло марки 617336;  $N_d = 1,66159 \pm 0,00200$ ;  $V_d = 36,6 \pm 2,0$ .  
 Чистота полированной поверхности — класс А по стандарту JAN-G-174.  
 Светопропускание — не менее 90% на 1 см толщины при  $\lambda = 400$  нм.  
 Двойное лучепреломление — 10 нм на 1 см пути.  
 3. Общая погрешность формы поверхности — не более 3 интерференционных колец.  
 Местная погрешность формы поверхности — не более 1 интерференционного кольца.  
 4. Площадки полировать, все остальные поверхности шлифовать и чернить.  
 5. Покрытие —  $MgF_2$  по стандарту MIL-C-675A. Ширина непокрытой зоны — не более 1,25.  
 6.  $45^{\circ} \pm 0^{\circ}10'$ . Два острых угла должны совпадать в пределах  $0^{\circ}5'$ .  
 7. Погрешность пирамидальности по отношению к граням при углах  $45^{\circ}$  — не более  $0^{\circ}5'$ .  
 8. До острых кромок.  
 9. Световой диаметр.  
 10. Шероховатость поверхности 3.0—1.8 мкм по стандарту MIL-O-13830.  
 11. Наклон всех ребер — в пределах  $45^{\circ} \pm 5^{\circ}$ .  
 12. Линейные размеры приведены в миллиметрах, кроме особо оговоренных случаев

их пересечения ориентируют параллельно оси вращения, т. е. перпендикулярно к автоколлиматору. Угол между нормалью к третьей поверхности призмы и осью автоколлиматора и есть погрешность пирамидальности, выражаемая обычно в угловых минутах.

Для многогранной призмы допуск на пирамидальность можно задать следующим образом: все полированные поверхности должны быть расположены под углом  $(90 \pm 1)^{\circ}$  к плоскости, перпендикулярной к оси вращения. Погрешность пирамидальности не должна быть более  $0,5'$ .



Харпер в своей работе [9] рекомендует следующие способы указания допусков на чертежах оптических деталей (рис. 15.9—15.11).

### 15.3. ДОПУСКИ НА СБОРКУ

Конструкции многих сложных оптических систем основаны на предположении, что поверхности деталей являются фигурами вращения вокруг линии в пространстве, называемой оптической осью, и что все их центры кривизны лежат на ней. Отклонение от этого условия в результате дефектов изготовления или сборки приводит к aberrациям изображения, величина которых зависит от величины смещения центров кривизны с оси и кривизны самой поверхности.

На рис. 15.12 эти смещения для поверхностей 1 и 2 соответственно обозначены как  $y_{c1}$  и  $y_{c2}$ . Если центр кривизны находится справа от детали, радиус кривизны считается положительным, если слева — отрицательным; толщина  $d$  вдоль оси всегда положительна. Тогда децентрировка

$$C = (y_{c1} + y_{c2})/2 \quad (15.9)$$

и наклон (угловая косина)

$$\alpha = (y_{c2} - y_{c1})/(R_1 - R_2 - d). \quad (15.10)$$

Если и децентрировка, и наклон отсутствуют, смещения  $y_{c1}$  и  $y_{c2}$  равны нулю и такая деталь не вносит aberrаций.

В большинстве случаев аналогичного результата можно добиться, расположив оба центра кривизны на оси внешней цилиндрической поверхности линзы\*. Если оба радиуса достаточно велики, это обеспечивается круглым шлифованием наружной кромки детали, зажатой между центрирующими металлическими патронами\*\* (рис. 15.13).

Если один из радиусов мал, несовершенный контакт между поверхностью и кромкой патрона или смещение оси патрона относи-

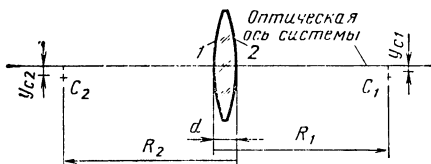


Рис. 15.12. Децентрировка и угловая косина линзы

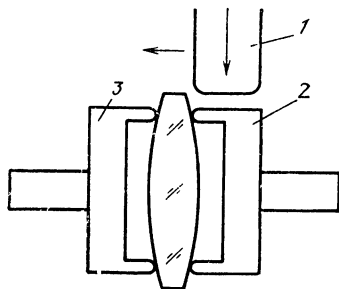


Рис. 15.13. Центрирование линзы в самоцентрирующих пружинных патронах:

1 — шлифовальный круг; 2, 3 — патроны

\* В практике советского приборостроения эта операция называется операцией центрирования. — Прим. ред.

\*\* Сказанное справедливо лишь при достаточно крутых поверхностях линзы. — Прим. ред.

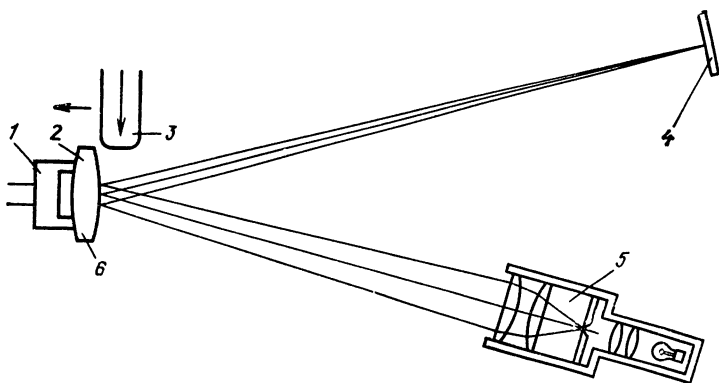


Рис. 15.14. Центрирование линзы по блику:

1 — оправка; 2 — смола; 3 — шлифовальный круг; 4 — экран; 5 — источник света; 6 — центрируемая деталь

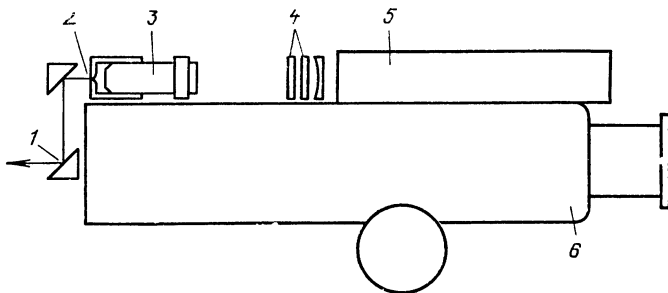


Рис. 15.15. Прибор с лазерным источником для контроля decentрировки и угловой косины линзы:

1 — поверхности с наружным зеркальным покрытием; 2 — точечная диафрагма; 3 — микро-объектив; 4 — вращающиеся поляризаторы; 5 — лазер; 6 — телескоп с переменным фокусным расстоянием

тельно оси вращения шпинделя может привести к недопустимым погрешностям положения цилиндрической поверхности. В этом случае поверхность с большим радиусом приклеивают к кромке патрона воском (рис. 15.14). Сходящийся пучок света отражается от наружной поверхности. Если при вращении линзы изображение источника не смещается, центр кривизны отражающей поверхности лежит на оси вращения; если оно описывает круг, воск размягчают и деталь перемещают до тех пор, пока изображение не установится на оси. После этого абразивным кругом шлифуют наружную цилиндрическую кромку, делая ее строго concentричной оси вращения линзы.

Отражение от поверхностей может быть использовано при контроле сборки нескольких деталей. Для определения поверхностей, нуждающихся в корректировке, используют телескоп с переменным фокусным расстоянием, фокусируемым поочередно на изображения, образованные при отражении света от различных поверхностей. Часто узел собирают из деталей с просветляющими по-

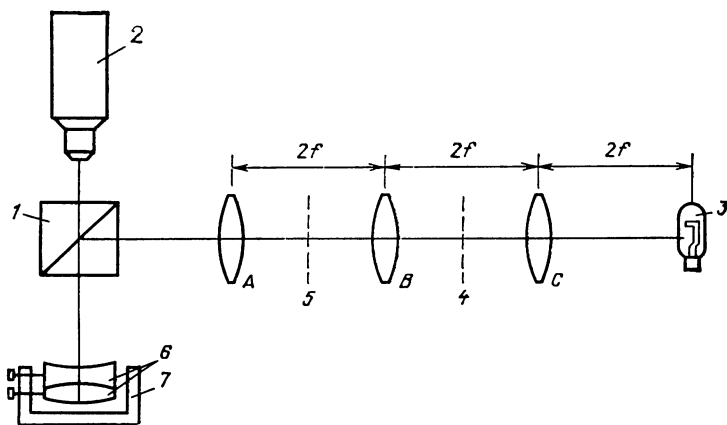


Рис. 15.16. Способ центрирования деталей перед склеиванием:

1 — светоделитель; 2 — микроскоп; 3 — лампа; 4, 5 — возможные положения сетки; 6 — центрируемые детали; 7 — вращающийся столик

крытиями и для решения указанной задачи требуется применение лазерного источника света.

На рис. 15.15 изображено устройство для контроля децентрировки; вместо светящейся сетки в нем используется освещенное точечное отверстие. Для всех поверхностей, кроме первой, положение его отраженного изображения будет смещено из-за преломления лучей на смежных поверхностях. Для каждой сборки предварительными расчетами можно получить последовательность появления изображений в фокусе телескопа при изменении его фокусного расстояния.

Изображения от поверхностей, вогнутых в направлении телескопа, обычно ярче, чем от выпуклых, и сборщику для предотвращения травм сетчатки глаз, приходится управлять интенсивностью излучения с помощью, например, вращающихся поляризаторов. Каждое изображение должно иметь яркость, минимально необходимую для четкого определения смещения на сетке.

При склеивании линз, их оси, естественно, должны быть совмещены, прежде чем на их поверхности наносят клей. Хорн [10] описал прибор Дэя и Монка, в котором взаимное расположение соединяемых линз можно регулировать во время сборки. Сетка в нем помещается между линзами A и C (рис. 15.16) так, чтобы ее изображение после отражения от любой поверхности склеиваемых линз попало в фокус микроскопа. Столик, вращающийся в точных подшипниках, снабжен юстировочными винтами, обеспечивающими такое положение каждого элемента, при котором изображение при вращении не смещается. Если отсутствует возможность корректировки положения отдельных элементов, допуск может быть установлен на отклонение, получаемое при сборке от узла в целом и контролируемое как отклонение для одной линзы способом, описанным ранее.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bayle A., Espiard J.** Sur la Construction des Grandes Télescopes d'Astronomie, *Nouv. Rev. Opt. Appl.*, 3, 67—73 (1972).
2. **Bergman T. G., Thompson J. L.** An Interference Method for Determining the Degree of Parallelism of (Laser) Surfaces, *Appl. Opt.*, 7, 923—925 (1968).
3. **Carnell K. H., Welford W. T.** A Method for Precision Spherometry of Concave Surfaces, *J. Phys. E4*, 1060—1062 (1971).
4. **De Vany A. S.** Making and Testing Right Angle and Dove Prism, *Appl. Opt.*, 7, 1085—1087. (1968).
5. **De Vany A. S.** Reduplication of a Penta-Prism Angle Using Master Angle Prisms and Plano-Interferometer, *Appl. Opt.*, 10, 1371—1375 (1971).
6. **Deve C.** Optical Workshop Principles (translated by T. L. Tippell), Hilger and Watts, London, 1945.
7. **Evans J. D.** Method for Approximating the Radius of Curvature of Small Concave Spherical Mirrors Using a He-Ne Laser, *Appl. Opt.*, 10, 995—996 (1971).
8. **Evans J. D.** Error Analysis to: Method for Approximating the Radius of Curvature of Small Concave Spherical Mirrors Using a He-Ne Laser, *Appl. Opt.*, 11, 945—946 (1972).
9. **Harper D. C.** Preparation of Drawings of Optical Elements and Methods of Testing, *Appl. Opt.*, 9, 527—532 (1970).
10. **Horne D. F.** Optical Production Technology. Adam Hilger, London, and Crane Russak. New York, 1972. Chap. XI, Testing Optical Components.
11. **Johnson B. K.** Optics and Optical Instruments, Dover, New York, 1947, Chap. II, Focal Length Measurement, and Chap. VIII, Optical Glass: its Working and Testing.
12. **Kingslake R., Ed.** Applied Optics and Optical Engineering, Academic Press, New York, 5 vols., 1965—1969. See R. D. Geiser, Chap. 11, Vol. I, Precision and Accuracy; R. M. Scott, Chap. 2, Vol. III, Optical Manufacturing; R. R. Shannon, Chap. 5, Vol. III, The Testing of Complete Objectives; A. W. Young, Chap. 7, Vol. IV, Optical Workshop Instruments.
13. **Leppelmier G. W., Mullenhoff D. J.** A Technique to Measure the Wedge Angle of Optical Flats, *Appl. Opt.*, 9, 509—510 (1970).
14. **Malacara D., Harris O.** Interferometric Measurement of Angles, *Appl. Opt.*, 9, 1630—1633 (1970).
15. **Met V.** Determination of Small Wedge Angles Using a Gas Laser, *Appl. Opt.*, 5, 1242—1244 (1966).
16. **Murty M. V. R. K.** Interference between Wavefronts Rotated or Reversed with Respect to Each Other and Its Relation of Spatial Coherence, *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1187—1190 (1964).
17. **Patson G. E.** A Method of Checking Focal Length while Grinding, *Sky Telescope*, 26, 358—360 (1963).
18. **Rank D. H.** Measurement of the Radius of Curvature of Concave Spheres, *J. Opt. Soc. Am.*, 36, 108—110 (1946).
19. **Ratajczyk F., Bodner Z.** An Autocollimation Measurement of the Right Angle Error with the Help of Polarized Light, *Appl. Opt.* 5, 755—758 (1966).
20. **Saunders J. B.** Suggested Arrangement of Mirrors to Form Multiple Reference Angles, *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 859—862 (1961).
21. **Sen D., Puntambekar P. N.** Shearing Interferometers for Testing Corner Cubes and Right Angle Prisms, *Appl. Opt.*, 5, 1009—1014. (1966).
22. **Tew E. J., Jr.** Measurement Techniques Used in the Optical Workshop, *Appl. Opt.*, 5, 695—700 (1966).
23. **Tsuruta T., Ichihara Y.** Accurate Measurement of Lens Thickness by Using White Light Fringes, *Jap. J. Appl. Phys.*, 14, Suppl. 14—1, 369—372 (1975).
24. **Twyman F.** Prism and Lens Making, 2nd ed., Hilger and Watts, London, 1957.
25. **U. S. Department of Defense, Military Handbook 141 (Mil. HDBK-141)**, 1963.
26. **Wasilik H., Bolmquist T. D., Willitt C. S.** Measurement of Parallelism of the Surfaces of a Transparent Sample Using Two-Beam Nonlocalized Fringes Produced by a Laser, *Appl. Opt.*, 10, 2107—2112 (1971).

# Приложения

## Приложение 1

### ОПТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ И ЕЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

**A1.1. Определение оптической поверхности.** Оптическая поверхность вращения определяется соотношением, в котором  $z$  принята за ось вращения:

$$z = \frac{c S^2}{1 + [1 - (K + 1) c^2 S^2]^{1/2}} + A_1 S^4 + A_2 S^6 + A_3 S^8 + A_4 S^{10}, \quad (\text{A1.1})$$

где  $S^2 = x^2 + y^2$ ,  $c = 1/r$  ( $r$  — радиус кривизны),  $A_1, A_2, A_3$  и  $A_4$  — коэффициенты асферической деформации;  $K = -e^2$  — функция эксцентриситета  $e$  коникоида, или коническая постоянная. Если все  $A_i = 0$ , поверхность представляет собой один из следующих коникондов вращения:

гиперболоид при  $K < -1$ ;

параболоид при  $K = -1$ ;

эллипсоид вращения вокруг главной оси при  $-1 < K < 0$ ;

сфера при  $K = 0$ ;

эллипсоид вращения вокруг малой оси при  $K > 0$ .

Легко видеть, что константа  $K$  не определена для плоской поверхности ( $c = 0$ ).

Для коникондов вращения выражение для  $z$  упрощается по сравнению с общим выражением A1.1:

$$z = \frac{1}{K + 1} [r - \sqrt{r^2 - (K + 1) S^2}]. \quad (\text{A1.2})$$

Это выражение справедливо для всех коникондов, кроме параболоида, для которого

$$z = S^2 / (2r). \quad (\text{A1.3})$$

Поверхность аксикона, имеющую форму конуса, можно представить в виде гиперболоида с бесконечно большой кривизной (рис. A1.1):

$$K = -(1 + \operatorname{tg}^2 \theta) < -1; \quad c = 1 / [(K + 1) b]. \quad (\text{A1.4})$$

**A1.2. Параметры асферических поверхностей.** Положения их фокусов являются функциями  $r$  и  $K$  и определяются следующими выражениями (рис. A1.2):

$$d_1 = r / (K + 1); \quad (\text{A1.5})$$

$$d_2 = \frac{r}{K + 1} (2 \sqrt{K}); \quad (\text{A1.6})$$

$$d_3, d_4 = \frac{r}{K + 1} (1 \pm \sqrt{-K}); \quad (\text{A1.7})$$

$$d_5 = r / 2; \quad (\text{A1.8})$$

$$d_6, d_7 = \frac{r}{K + 1} (\sqrt{-K} \pm 1). \quad (\text{A1.9})$$

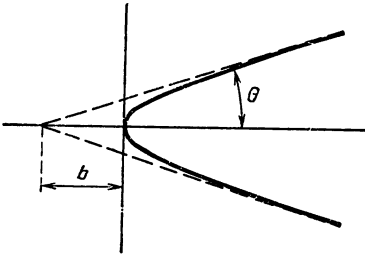
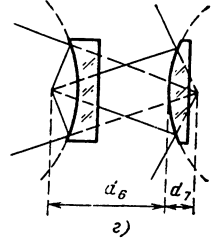
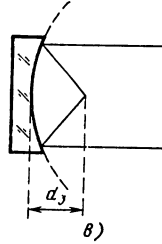
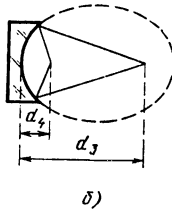
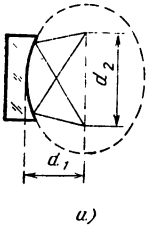


Рис. А1.2. Параметры коникойдов:

$a$  — эллипсоид ( $K > 0$ );  $b$  — эллипсоид ( $-1 < K < 0$ );  
 $c$  — параболоид ( $K = -1$ );  $d$  — гиперболоид ( $K < -1$ )



А1.3. Некоторые полезные разложения  $z$ . Иногда удобно рассматривать асферическую или коническую оптическую поверхность как совокупность ближайшей сферы и некоторых деформирующих членов:

$$z = \frac{c S^2}{1 + (1 - c^2 S^2)^{1/2}} + B_1 S^4 + B_2 S^6 + B_3 S^8 + B_4 S^{10}, \quad (\text{A1.10})$$

где

$$B_1 = A_1 + [(K + 1) - 1] c^3 / 8; \quad (\text{A1.11})$$

$$B_2 = A_2 + [(K + 1)^2 - 1] c^5 / 16; \quad (\text{A1.12})$$

$$B_3 = A_3 + 5 [(K + 1)^3 - 1] c^7 / 128; \quad (\text{A1.13})$$

$$B_4 = A_4 + 7 [(K + 1)^4 - 1] c^9 / 256, \quad (\text{A1.14})$$

или в виде

$$z = D_2 S^2 + D_4 S^4 + D_6 S^6 + D_8 S^8 + D_{10} S^{10}, \quad (\text{A1.15})$$

где

$$D_2 = c / 2; \quad (\text{A1.16})$$

$$D_4 = \frac{c}{2} \left( \frac{c}{2} \right)^2 + B_1 = \frac{c^3}{8} + B_1; \quad (\text{A1.17})$$

$$D_6 = c \left( \frac{c}{2} \right)^4 + B_2 = \frac{c^5}{16} + B_2; \quad (\text{A1.18})$$

$$D_8 = \frac{5c}{2} \left( \frac{c}{2} \right)^6 + B_3 = \frac{5c^7}{128} + B_3; \quad (\text{A1.19})$$

$$D_{10} = \frac{14c}{2} \left( \frac{c}{2} \right)^8 + B_4 = \frac{7c^9}{256} + B_4. \quad (\text{A1.20})$$

**А1.4. Аберрации нормалей к поверхности.** Нормаль к оптической поверхности пересекает ее ось на расстоянии  $Z_n$  от ее вершины, для вычисления которого необходимо знать значение производной  $z$  по  $S$ :

$$\frac{dz}{dS} = \frac{cS}{[1 - (K + 1)C^2S^2]^{1/2}} + 4A_1S^3 + 6A_2S^5 + 8A_3S^7 + 10A_4S^9. \quad (\text{A1.21})$$

Тогда  $Z_n$  определяется из

$$Z_n = \frac{S}{dz/dS} + z, \quad (\text{A1.22})$$

а для конических сечений, как показали Бушредер и др. [1], имеет вид:

$$Z_n = \frac{1}{c} - Kz. \quad (\text{A1.23})$$

Уравнение (A1.22) можно аппроксимировать:

$$Z_n = 1/c - (Kc^3 + 8A_1)S^2/(2c^2). \quad (\text{A1.24})$$

**А1.5. Сферическая аберрация вогнутого зеркала.** Правило знаков проиллюстрировано на рис. А1.3.

Для отражающей асферической вогнутой оптической поверхности ( $c < 0$ ) справедливо следующее кубическое выражение поперечной сферической аберрации [2]:

$$\delta l' = [(8A_1 + Kc^3)y^4 + (yc + u)^2cy^2]/u, \quad (\text{A1.25})$$

где  $u$  — угол отраженного луча с осью;  $y$  — высота луча на поверхности. Так, для конкретного случая точечного источника в центре кривизны и изображения в той же плоскости ( $u = -yc$ ) поперечная сферическая аберрация

$$\delta l'_k = -(8A_1 + Kc^3)y^3/c, \quad (\text{A1.26})$$

а для источника в бесконечности и изображения в фокусе ( $u = -2yc$ )

$$\delta l'_f = -(8A_1 + Kc^3 + c^3)y^3/(2c). \quad (\text{A1.27})$$

**А1.6. Кома вогнутого зеркала.** Выражение для сагиттальной комы третьего порядка со зрачком на оптической поверхности не зависит от асферичности зеркала и имеет вид

$$\text{Кома}_s = (yc + u)cuh, \quad (\text{A1.28})$$

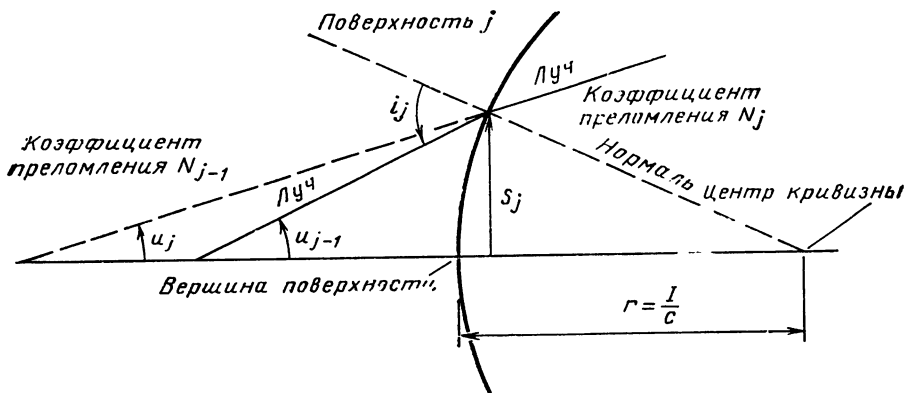


Рис. А1.3. Правило знаков (все показанные величины положительны)

где  $h$  — высота (или отклонение от оптической оси) изображения. Интересно, что если поверхность контролируется вблизи центра кривизны ( $u = -yc$ ), а источник света немного смещен от оси, кома третьего порядка отсутствует.

**A1.7. Астигматизм вогнутого зеркала.** Поверхность Пецваля для вогнутого зеркала зависит только от его кривизны и имеет собственную кривизну

$$1/\rho_p = 2c. \quad (A1.29)$$

Мы ограничимся рассмотрением случая совпадения оптической поверхности с ее зрачком, как наиболее интересного с точки зрения оптического контроля. Можно показать, что сагиттальная поверхность здесь всегда плоская, а тангенциальная имеет кривизну

$$1/\rho_T = -4c. \quad (A1.30)$$

Выражение для поперечного сагиттального астигматизма третьего порядка, измеренного на поверхности Пецваля, имеет при этом вид

$$Ast_s = cuh^2. \quad (A1.31)$$

Тангенциальный астигматизм, измеренный там же, в 3 раза больше сагиттального. Их разность определяет остаточную поперечную aberrацию

$$TA_{ast} = Ast_t - Ast_s = 2Ast_s. \quad (A1.32)$$

Таким образом, при контроле с источником света, слегка смещенным от оси кажущаяся астигматическая разность между тангенциальными и сагиттальными профилями волнового фронта равна:

$$W = -\frac{2}{l} \int_0^y Ast_s \cdot dy, \quad (A1.33)$$

где  $l$  — расстояние от поверхности до изображения;  $y = ul$ . Можно показать, что

$$W = -cu^2 h^2 = -ch^2 y^2 / l^2 \quad (A1.34)$$

и, следовательно, на контролируемой поверхности будет обнаружен кажущийся астигматизм, равный  $W/2$ , причем тангенциальная кривизна проявится сильнее, чем сагиттальная. Следует помнить, что при контроле поверхности в центре кривизны  $l$  — радиус кривизны, а  $h$  — половина расстояния от точечного источника до его изображения.

**A1.8. Каустика, образованная асферической поверхностью.** При контроле асферической поверхности в центре кривизны иногда полезно знать соответствующие размеры ее каустики. Волновой фронт  $W(S)$ , отраженный от поверхности (рис. A1.4), можно записать как

$$W(S) = \frac{Kc^3}{4} S^4 + \frac{(\Delta L)c^2}{2} S^2, \quad (A1.35)$$

где  $\Delta L$  — расстояние от рассматриваемой плоскости до параксиального фокуса. Расстояние  $\Delta L$  от параксиального до краевого фокуса можно определить из условия

$$\left( \frac{dW}{dS} \right)_{S=S_{\max}} = 0, \quad (A1.36)$$

где  $S_{\max}$  — полудиаметр контролируемой поверхности. Тогда получаем

$$(\Delta L)_{\text{краев.ф}} = L = -KcS_{\max}^2. \quad (A1.37)$$



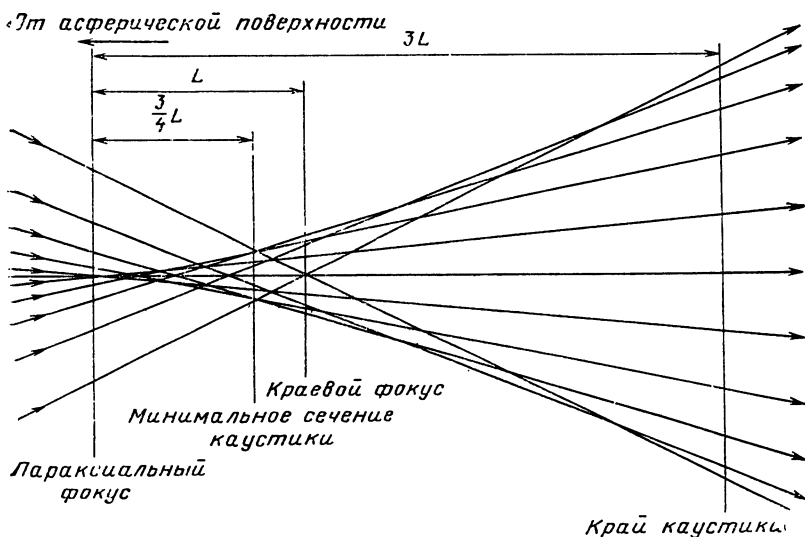


Рис. А1.4. Каустика, образованная асферической поверхностью

Расстояние  $\Delta L$  от параксиального фокуса до конца каустики, определяемое из условия

$$\left( \frac{d^2 W}{dS^2} \right)_{S=S_{\max}} = 0, \quad (\text{A1.38})$$

равно

$$(\Delta L)_{\text{кон.кауст}} = 3L. \quad (\text{A1.39})$$

Расстояние  $\Delta L$  от минимального сечения каустики до параксиального фокуса определяется из условия

$$\left( \frac{\partial W}{\partial S} \right)_{S=S_{\max}} = - \left( \frac{dW}{dS} \right)_{S=\sigma}, \quad (\text{A1.40})$$

где  $\sigma$  — значение  $S$ , которое определяет экстремум  $dW/dS$  или, что то же самое,  $(d^2 W/dS^2)_{S=\sigma} = 0$ . Отсюда можно получить

$$\Delta L_{\text{мин.сеч}} = \frac{3}{4} L. \quad (\text{A1.41})$$

Диаметр  $w$  наименьшего сечения вычисляют по формуле

$$w = \frac{2}{c} \left( \frac{dW}{dS} \right)_{S=S_{\max}}, \quad (\text{A1.42})$$

в которой использовано значение  $\Delta L$  из (A1.41). В результате получаем

$$w = -\frac{1}{2} K c^2 S_{\max}^3. \quad (\text{A1.43})$$

Диаметр в начале каустики (в параксиальном фокусе) равен  $4w$ , а в конце каустики увеличивается до  $8w$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Buchroeder R. A., Elmore L. H., Shack R. V., Slater P. N. The Design, Construction and Testing of the Optics for a 147-cm-Aperture Telescope, Optical Sciences Center Technical Report No. 79, University of Arizona, 1972.

2. Feder D. P. Optical Calculations with Automatic Computing Machinery, J. Opt. Soc. Am., 41, 630 (1951).

### Приложение 2

## ПОЛИНОМЫ ЦЕРНИКЕ И АППРОКСИМАЦИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

**A2.1. Введение.** Круговые полиномы Цернике  $Z_n'$   $n$ -й степени [9] могут быть получены из следующих двух условий [1].

1. Эти полиномы ортогональны на круге единичного радиуса (границе волнового фронта)

$$\int_0^{2\pi} \int_0^1 Z_n^{l*} Z_m^l \rho d\rho d\theta = \frac{\pi}{n+1} \delta_{nm}. \quad (\text{A2.1})$$

2. Математическое представление полиномов сохраняется, если к функции применено преобразование вращения с осью в центре у круга.

Предположим, что волновой фронт описан в системе координат, в которой  $z$  — оптическая ось, а плоскость  $y-z$  — меридиональная. Полиномы могут быть представлены произведением двух функций, одна из которых зависит только от радиальной координаты, а другая — только от угловой

$$Z_n^l = R_n^l(\rho) e^{il\theta}, \quad (\text{A2.2})$$

где  $n$  — степень полинома;  $l$  — параметр угловой зависимости, координата  $\rho$  — нормированное радиальное расстояние;  $\theta$  — угол с осью  $y$ . Тогда очевидно, что  $|l|$  — это минимум экспоненты полиномов  $Z_n^l$  и  $R_n^l$ . Числа  $n$  и  $l$  оба или четные, или нечетные, т. е.  $n-l$  всегда четное. Таким образом, имеется  $[(n+1)(n+2)]/2$  линейно независимых полиномов  $Z_n^l$  степени  $\leq n$ , один для каждой пары чисел  $n$  и  $l$ .

Радиальные полиномы  $R_n^l(\rho)$  степени  $n$  и минимальной экспоненты  $|l|$  являются функциями только от  $\rho$  и удовлетворяют соотношению

$$R_n^l = R_n^{-l} = R_n^{|l|}. \quad (\text{A2.3})$$

Для каждой пары чисел  $n$  и  $|l|$  имеется радиальный полином  $R_n^{|l|}$   $n$ -й степени, т. е. двум полиномам Цернике  $Z_n^l$  и  $Z_n^{-l}$  соответствует один и тот же радиальный полином  $R_n^{|l|}$ . Если  $n$  — четное, полином симметричен (все экспоненты четные), и наоборот. В табл. A2.1 приведены выражения радиальных полиномов  $R_n^{|l|}(\rho)$  для  $|l| \leq 8$ ,  $n \leq 8$ .

Для  $n-2m \geq 0$  они могут быть получены из формулы

$$R_n^{n-2m}(\rho) = \sum_{s=0}^m (-1)^s \frac{(n-s)!}{s! (m-s)! (n-m-s)!} \rho^{n-2s}. \quad (\text{A2.4})$$

A2.1. Радиальные полиномы  $R_n^{ll}$  ( $\rho$ ) для  $|l| \leq 8$ ,  $n \leq 8$

l	n								
	0	1	2	3	4	5	6	7	8
0	1		$2\rho^2 - 1$		$6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$		$20\rho^6 - 30\rho^4 + 12\rho^2 - 1$		$70\rho^8 - 140\rho^6 + 90\rho^4 - 20\rho^2 + 1$
1		$\rho$		$3\rho^3 - 2\rho$		$10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho$		$35\rho^7 - 60\rho^5 + 30\rho^3 - 4\rho$	$56\rho^8 - 105\rho^6 + 60\rho^4 - 10\rho^2$
2			$\rho^2$		$4\rho^4 - 3\rho^2$		$15\rho^6 - 20\rho^4 + 6\rho^2$		$28\rho^8 - 42\rho^6 + 15\rho^4$
3				$\rho^3$		$5\rho^5 - 4\rho^3$		$21\rho^7 - 30\rho^5 + 10\rho^3$	
4					$\rho^4$		$6\rho^6 - 5\rho^4$		
5						$\rho^5$		$7\rho^7 - 6\rho^5$	$8\rho^8 - 7\rho^6$
6							$\rho^6$		
7								$\rho^7$	
8									$\rho^8$

**А2.2. Представление волнового фронта.** Любую функцию (волновой фронт)  $W(\rho, \theta)$  степени  $K$  можно представить в виде линейной комбинации круговых полиномов Цернике

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=-n}^n C_{nl} R_n^l e^{il\theta} \quad (\text{A2.5})$$

или по другому, чтобы использовать только реальные числа в виде [5]:

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n A_{nm} U_{nm} = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n A_{nm} R_n^{n-2m} \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} (n-2m)\theta, \quad (\text{A2.6})$$

где  $\sin$  соответствует  $n-2m > 0$ , а  $\cos$  равен  $n-2m \leq 0$ . Положительное число  $m$  определяют как

$$m = (n-l)/2, \quad (\text{A2.7})$$

используя то, что  $(n-l)$  всегда четное число, а  $n \geq l$ .

Иногда прибегают к записи уравнения (A2.6) в виде

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n R_n^l (C_{nl} \cos l\theta + D_{nl} \sin l\theta), \quad (\text{A2.8})$$

где  $l$  принимает значения только с четностью  $n$ , а также считают  $R_n^l = R_n^{-l}$ . Коэффициенты  $C_{nl}$  и  $D_{nl}$  связаны с коэффициентами  $A_{nl}$  соотношениями

$$C_{n,l} = A_{n,(n+l)/2}; \quad D_{n,l} = A_{n,(n-l)/2}. \quad (\text{A2.9})$$

Если волновой фронт  $W(\rho, \theta)$  представлен линейной комбинацией полиномов Цернике, можно перечислить несколько их полезных свойств, упомянутых Риммером и др. [6] и Борном и Вольфом [1].

1. У осесимметричного волнового фронта только коэффициенты  $A_{n,n/2} (n-2m=0)$  не равны нулю.

2. Полиномы Цернике легко соотнести с классическими абберациями, что видно из табл. А2.2.

3. Полином  $W(\rho, \theta)$  обычно определяется обработкой значений в точках методом наименьших квадратов. Следовательно, так как полиномы Цернике ортогональны на единичном круге, любой из членов

$$A_{nm} R_n^{n-2m} \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} (n-2m)\theta$$

также является наилучшей аппроксимацией данных методом наименьших квадратов. Таким образом, для предотвращения сдвига фокуса или наклона волнового фронта требуется только, чтобы соответствующие коэффициенты  $A_{nm}$  были равны нулю. Среднее значение каждой абберации определяется значением соответствующего члена, и при этом не требуется проводить новую аппроксимацию по способу наименьших квадратов.

Если определить вариацию, или «среднюю квадратическую деформацию»,  $V$  волнового фронта как

$$V = \frac{\int_0^1 \int_0^{2\pi} W^2 \rho d\rho d\theta}{\int_0^1 \int_0^{2\pi} \rho d\rho d\theta} = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} W^2 \rho d\rho d\theta, \quad (\text{A2.10})$$

## A2.2. Полиномы Цернике $U_{nm}$ до четвертой степени

$n$	$m$	$n-2m$	Полином Цернике	Представление одночлена	Значение
0	0	0	1	1	Константа
1	0	1	$\rho \sin \theta$	$x$	Наклон в направлении $x$
	1	-1	$\rho \cos \theta$	$y$	Наклон в направлении $y$
2	0	2	$\rho^2 \sin 2\theta$	$2xy$	Астигматизм с осью под углом $\pm 45^\circ$
	1	0	$(2\rho^2 - 1)$	$-1 + 2y^2 + 2x^2$	Смещение фокуса
	2	-2	$\rho^2 \cos 2\theta$	$y^2 - x^2$	Астигматизм с осью под углом 0 или $90^\circ$
3	0	3	$\rho^3 \sin 3\theta$	$3xy^2 - x^3$	—
	1	1	$(3\rho^3 - 2\rho) \sin \theta$	$-2x + 3xy^2 + 3x^3$	Кома третьего порядка вдоль оси $x$
	2	-1	$(3\rho^3 - 2\rho) \cos \theta$	$-2y + 3y^3 + 3x^2y$	Кома третьего порядка вдоль оси $y$
	3	-3	$\rho^3 \cos 3\theta$	$y^3 - 3x^2y$	—
4	0	4	$\rho^4 \sin 4\theta$	$4y^3x - 4x^3y$	—
	1	2	$(4\rho^4 - 3\rho^2) \sin 2\theta$	$-6xy + 8y^3x + 8x^3y$	—
	2	0	$6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$	$1 - 6y^2 - 6x^2 + 6y^4 + 12x^2y^2 + 6x^4$	Сферическая аберрация третьего порядка
	3	-2	$(4\rho^4 - 3\rho^2) \cos 2\theta$	$-3y^2 + 3x^2 + 4y^4 - 4x^2y^2 - 4x^4$	—
	4	-4	$\rho^4 \cos 4\theta$	$y^4 - 6x^2y^2 + x^4$	—

то, используя свойство ортогональности полиномов Цернике, получим

$$V = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n \frac{\varepsilon_{nm}}{2(n+1)} A_{nm}^2, \quad (\text{A2.11})$$

где  $\varepsilon_{nm}=2$  для  $2m=n$  и  $\varepsilon_{nm}=1$  для  $2m \neq n$ , среднее квадратичное отклонение поверхности, очевидно, определяется величиной  $V^{1/2}$ .

Интересно также вычислить нормированную интенсивность в фокусе Гаусса, или «интенсивность Штреля», которая приближенно определяется (предполагая, что  $V^{1/2} \ll \lambda/5$ ) выражением

$$I = 1 - (2\pi/\lambda)^2 V. \quad (\text{A2.12})$$

Отсюда очевидно еще одно преимущество представления волнового фронта с помощью полиномов Цернике, причем на этот раз для решения проблемы вза-

имной балансировки aberrаций различных порядков и получения максимума интенсивности Штреля.

**A2.3. Представление преобразования одночлена в полином Цернике и наоборот.** Часто функцию волнового фронта записывают в виде одночленов, т. е. степеней  $x$  и  $y$

$$W(x, y) = \sum_{i=0}^k \sum_{j=0}^l B_{ij} x^i y^{l-j}. \quad (\text{A2.13})$$

Степень такого полинома равна  $k$  и он содержит  $N = (k+1)(k+2)/2$  членов. Такая функция обычно получается при обработке данных методом наименьших квадратов, и ее желательно привести к линейной комбинации полиномов Цернике. Выражение, преобразующее каждый полином Цернике  $U_{nm}$  в соответствующую одночлену форму [7], можно получить подстановкой в  $U_{nm}$  следующего выражения для угловой функции:

$$\begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} (n-2m)\theta = \rho^{-(n-2m)} \sum_{j=0}^q (-1)^j \binom{n-2m}{2i+p} x^{2j+p} y^{n-2m-2j-p}, \quad (\text{A2.14})$$

что справедливо только для  $n-2m \geq 0$ . Параметры  $p$  и  $q$  приведены в табл. A2.3.

**A2.3. Величины  $p$  и  $q$  из уравнений (A2.14) и (A2.17)**

Функция	$n_{\text{четн}}$	$n_{\text{нечетн}}$
$\sin p$	1	1
$\sin q$	$\frac{n-2m}{2} - 1$	$\frac{n-2m-1}{2}$
$\cos p$	0	0
$\cos q$	$\frac{n-2m}{2}$	$\frac{n-2m-1}{2}$

Затем используют уравнение (A2.4) и выражают  $\rho$  через  $x$  и  $y$  с помощью соотношения

$$\rho^{2j} = \sum_{k=0}^j \binom{j}{k} x^{2k} y^{2(j-k)}. \quad (\text{A2.15})$$

В уравнениях (A2.14) и (A2.15) функция  $\binom{t}{u}$  представляет собой коэффициенты бинома Ньютона, записанные в виде

$$\binom{t}{u} = \frac{t!}{(t-u)! u!}. \quad (\text{A2.16})$$

И, наконец, получим выражение для полиномов Цернике  $U_{nm}$  с помощью степеней  $x$  и  $y$

$$U_{nm} = R_n^{n-2m} \begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} (n-2m)\theta = \sum_{i=0}^q \sum_{j=0}^m \sum_{k=0}^{m-j} (-1)^{i+j} \binom{n-2m}{2i+p} \times \\ \times \binom{m-j}{k} \frac{(n-j)!}{j! (m-j)! (n-m-j)!} x^{2(i+k)+p} y^{n-2(t+j+k)-p}. \quad (\text{A2.17})$$

Представление некоторых полиномов Цернике через одночлены приведено в табл. А2.2.

Здесь имеется  $N = (k+1)(k+2)/2$  элементов  $U_{nm}$ , которые можно записать столбцом вектора  $U_r$ , где индекс  $r$  определяется формулой

$$r = \frac{(n+1)n}{2} + m + 1. \quad (\text{A2.18})$$

Аналогичным образом индекс  $s$  определяется парой чисел  $i, j$ .

Интересно, что обратную проблему определения индексов  $n$  и  $m$  через  $r$  можно решить следующим образом:

$$n - \text{множитель, следующий за } \left\{ \frac{-3 + [9 + 8(r-1)]^{1/2}}{2} \right\}. \quad (\text{A2.19})$$

Если результат представлен дробным числом и

$$m = r - (n+1)n/2 - 1, \quad (\text{A2.20})$$

уравнение (A2.14) можно представить в виде

$$U_{nm} = \sum_{i=0}^k \sum_{j=0}^i H_{ijnm} x^j y^{i-j}, \quad (\text{A2.21})$$

где  $H_{ijnm} = 0$ , если  $i$  лежит вне области  $|n-2m| \leq i \leq n$ , так как минимальная и максимальная степени одночленов равны соответственно  $|n-2m|$  и  $n$ . Тогда это выражение можно переписать как

$$U_r = \sum_{s=1}^N H_{sr} x^j y^{i-j}, \quad (\text{A2.22})$$

где индексы  $i$  и  $j$  определяются через индекс  $s$  способом, описанным выше.

Поскольку волновой фронт можно записать в виде линейной комбинации полиномов Цернике

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n A_{nm} U_{nm} \equiv \sum_{r=1}^N A_r U_r, \quad (\text{A2.23})$$

в нее подставляют  $U_r$  и находят следующее соотношение для коэффициентов  $B_i$ , из уравнения (2.13):

$$B_{ij} = B_s = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n H_{ijnm} A_{nm} \equiv \sum_{r=1}^N H_{sr} A_r, \quad (\text{A2.24})$$

которое в матричном виде может быть записано как

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} \mathbf{A}. \quad (\text{A2.25})$$

Отсюда, инвертируя матрицу  $\mathbf{H}$ , вычисляют значения коэффициентов  $A_{nm}$  через  $B_{ij}$ .

Важно отметить, что уравнения (A2.4) и (A2.17) справедливы только для положительных значений  $(n-m)$ , но это не является серьезной проблемой, так как соотношение (A2.3) позволяет менять знак  $(n-2m)$ . Для заданных значений  $n$  и  $m$  знак  $(n-2m)$  изменяют, используя новую величину  $m$ , соответствующую  $(n-m)$ . Знак  $(n-2m)$ , таким образом, служит для определения лишь вида используемой функции —  $\sin$  или  $\cos$ .

**A2.4. Матрица  $H$  для преобразования полиномов Цернике в одночлены  
вплоть до восьмой степени (приведены только члены, отличные от нуля)**

Столбец	Ряд	Значение	Столбец	Ряд	Значение	Столбец	Ряд	Значение
1	1	1,0	19	7	-12,0	28	22	1,0
2	3	1,0	19	9	-12,0	28	24	-15,0
3	2	1,0	19	16	10,0	28	26	15,0
4	5	2,0	19	18	20,0	28	28	-1,0
5	1	-1,0	19	20	10,0	29	30	7,0
5	4	2,0	20	7	-4,0	29	32	-35,0
5	6	2,0	20	9	12,0	29	34	21,0
6	4	1,0	20	13	5,0	29	35	-1,0
6	6	-1,0	20	18	-15,0	30	17	-30,0
7	8	3,0	20	20	-15,0	30	19	60,0
7	10	-1,0	21	16	1,0	30	21	-6,0
8	3	-2,0	21	18	-10,0	30	33	35,0
8	8	3,0	21	20	5,0	30	32	-70,0
8	10	3,0	22	23	6,0	30	34	7,0
9	2	-2,0	22	25	-20,0	30	35	7,0
9	7	3,0	22	27	6,0	31	8	30,0
9	9	3,0	23	12	-20,0	31	10	-10,0
10	7	1,0	23	14	20,0	31	17	-90,0
10	9	-3,0	23	23	24,0	31	19	30,0
11	12	4,0	23	25	-24,0	31	21	30,0
11	14	-4,0	23	27	-24,0	31	30	63,0
12	5	-6,0	24	5	12,0	37	32	-21,0
12	12	8,0	24	12	-40,0	31	34	-12,0
12	14	8,0	24	14	-40,0	31	35	-21,0
13	1	1,0	24	23	30,0	32	3	-4,0
13	4	-6,0	24	25	60,0	32	8	30,0
13	6	-6,0	24	27	30,0	32	10	30,0
13	11	6,0	25	1	-1,0	32	17	-60,0
13	13	12,0	25	4	12,0	32	19	-120,0
13	15	6,0	25	6	12,0	32	21	-60,0
14	4	-3,0	25	11	-30,0	32	30	35,0
14	6	3,0	25	13	-60,0	32	32	105,0
14	11	4,0	25	15	-30,0	32	34	105,0
14	13	-4,0	25	22	20,0	32	36	35,0
14	15	-4,0	25	24	60,0	33	2	-4,0
15	11	1,0	25	26	60,0	33	7	30,0
15	13	-6,0	25	28	20,0	33	9	30,0
15	15	1,0	26	4	6,0	33	16	-60,0
16	17	5,0	26	6	-6,0	33	18	-120,0
16	19	-10,0	26	11	-20,0	33	20	-60,0
16	21	1,0	26	13	20,0	33	29	35,0
17	8	-12,0	26	15	20,0	33	31	105,0
17	10	4,0	26	22	15,0	33	33	105,0
17	17	15,0	26	24	-15,0	33	35	35,0
17	19	-5,0	26	26	-30,0	34	7	10,0
17	21	-5,0	26	28	-15,0	34	9	-30,0
18	3	3,0	27	11	-5,0	34	16	-30,0
18	8	-12,0	27	13	30,0	34	18	90,0
18	10	-12,0	27	15	-5,0	34	20	90,0
18	17	10,0	27	22	6,0	34	29	21,0
18	19	20,0	27	24	-36,0	34	31	-63,0
18	21	10,0	27	26	6,0	34	33	-126,0
19	2	3,0	27	28	6,0	34	35	-63,0



Столбец	Ряд	Значение	Столбец	Ряд	Значение	Столбец	Ряд	Значение
35	16	-6,0	40	14	120,0	42	39	-56,0
35	18	60,0	40	23	-210,0	42	41	-168,0
35	20	-30,0	40	25	-420,0	42	43	-168,0
35	29	7,0	40	27	-210,0	42	45	-56,0
35	31	-70,0	40	38	112,0	43	11	15,0
35	33	35,0	40	40	336,0	43	13	-90,0
35	35	35,0	40	42	336,0	43	15	15,0
36	29	1,0	40	44	112,0	43	22	-42,0
36	31	-21,0	41	1	1,0	43	24	252,0
36	33	35,0	41	4	-20,0	43	26	-42,0
36	35	-7,0	41	6	-20,0	43	28	-42,0
37	38	8,0	41	11	90,0	43	37	28,0
37	40	-56,0	41	13	180,0	43	39	-168,0
37	42	56,0	41	15	90,0	43	41	28,0
37	44	-8,0	41	22	-140,0	43	43	56,0
38	23	-42,0	41	24	-420,0	43	45	28,0
38	25	140,0	41	26	-420,0	44	22	-7,0
38	27	-42,0	41	28	-140,0	44	24	105,0
38	38	48,0	41	37	70,0	44	26	-105,0
38	40	-160,0	41	39	280,0	44	28	7,0
38	42	48,0	41	41	420,0	44	37	8,0
38	44	48,0	41	43	280,0	44	39	-120,0
39	12	60,0	41	45	70,0	44	41	120,0
39	14	-60,0	42	4	-10,0	44	43	-8,0
39	23	-168,0	42	6	10,0	44	45	-8,0
39	25	168,0	42	11	60,0	45	37	1,0
39	27	168,0	42	13	-60,0	45	39	-28,0
39	38	112,0	42	15	-60,0	45	41	70,0
39	40	-112,0	42	22	-105,0	45	43	-28,0
39	42	-224,0	42	24	105,0	45	45	1,0
39	44	-112,0	42	26	210,0			
40	5	-20,0	42	28	105,0			
40	12	120,0	42	37	56,0			

Матрица  $H$  обладает некоторыми интересными свойствами [3] и прежде всего тем, что для полинома степени  $(k-1)$  она представляет собой субматрицу левого верхнего угла матрицы, соответствующей полиному степени  $k$ . Таким образом, большая матрица для полиномов вплоть до степени  $k$  включает все меньшие матрицы как ее субматрицы. Обратная матрица  $H^{-1}$  имеет то же свойство. В результате две большие матрицы  $H$  и  $H^{-1}$  могут быть вычислены и использованы для полиномов любых степеней.

В табл. А2.4 приведена матрица  $H$  до восьмой степени включительно. При стандартных вычислениях значения из таблицы могут быть использованы вместо расчетов по всем описанным выше уравнениям. В табл. А2.5 даны значения обратной матрицы.

**А2.4. Аппроксимация данных.** Задача состоит в получении двумерной функции, точно описывающей и интерполирующей положения интерференционных полос, заданных в цифровом виде, и порядок интерферограммы. Для случая интерферограммы типа Тваймана — Грина эта функция непосредственно определяет волновой фронт, а в ряде других случаев (например, в интерферограммах бокового сдвига) она связана с ним косвенно.

Аппроксимация данных проводится способом наименьших квадратов. Было показано, что результирующая матрица для его традиционной формы почти вы-

**A2.5. Матрица  $H^{-1}$  для преобразования одночленов в полиномы Цернике вплоть до восьмой степени (представлены только члены, отличные от нуля)**

Столбец	Ряд	Значение	Столбец	Ряд	Значение	Столбец	Ряд	Значение
1	1	1,0000	17	18	0,0212	26	1	0,0193
2	3	1,0000	18	3	0,0588	26	5	0,0348
3	2	1,0000	18	9	0,0471	26	6	-0,0298
4	1	0,2500	18	20	-0,0471	26	13	0,0193
4	5	0,2500	18	19	0,0118	26	14	-0,0166
4	6	0,5000	18	20	-0,0118	26	15	-0,0645
5	4	0,5000	18	21	-0,0588	26	25	0,0039
6	1	0,2500	19	2	0,0769	26	26	-0,0033
6	5	0,2500	19	7	0,0615	26	27	-0,0129
6	6	-0,5000	19	8	0,0615	26	28	0,0497
7	3	0,5000	19	16	-0,0769	27	4	0,0656
7	9	0,2500	19	17	0,0154	27	11	-0,1042
7	10	0,2500	19	18	0,0154	27	12	0,0365
8	2	0,1667	20	3	0,0515	27	22	0,0469
8	7	0,2500	20	9	0,0412	27	23	-0,0208
8	8	0,0833	20	10	-0,1412	27	24	0,0073
9	3	0,1667	20	19	0,0103	28	1	0,0297
9	9	0,0833	20	20	-0,0353	28	5	0,0535
9	10	-0,2500	20	21	0,0735	28	6	-0,2387
10	2	0,5000	21	2	0,2404	28	13	0,0297
10	7	-0,2500	21	7	-0,3077	28	14	-0,1326
10	8	0,2500	21	8	0,1923	28	15	0,3177
11	1	0,1458	21	16	0,1346	28	25	0,0059
11	5	0,2188	21	17	-0,0769	28	26	-0,0265
11	6	0,3750	21	18	0,0481	28	27	0,0635
11	13	0,0729	22	1	0,0919	28	28	-0,1022
11	14	0,1250	22	5	0,1653	29	3	0,2336
11	15	0,0625	22	6	0,3083	29	9	0,2336
12	4	0,1875	22	13	0,0919	29	10	0,2257
12	11	0,1250	22	14	0,1713	29	19	0,1001
12	12	0,0625	22	15	0,1105	29	20	0,0967
13	1	0,0417	22	25	0,0184	29	21	0,0696
13	5	0,0625	22	26	0,0343	29	33	0,0167
13	13	0,0208	22	27	0,0221	29	34	0,0161
13	15	-0,1250	22	28	-0,0138	29	35	0,0116
14	4	0,1875	23	4	0,1219	29	35	-0,0036
14	11	-0,1250	23	11	0,1042	30	2	0,0655
14	12	0,0625	23	12	0,0677	30	7	0,1431
15	1	0,1042	23	22	0,0156	30	8	0,0655
15	5	-0,1563	23	23	0,0208	30	16	0,0391
15	6	-0,3750	23	24	0,0135	30	17	0,0613
15	13	0,0521	24	1	0,0235	30	18	0,0281
15	14	-0,1250	24	5	0,0423	30	29	-0,0051
15	15	0,1875	24	6	0,0066	30	30	0,0065
16	3	0,3309	24	13	0,0235	30	31	0,0102
16	9	0,2647	24	14	0,0037	30	32	0,0047
16	10	0,2353	24	15	-0,0783	31	3	0,0360
16	19	0,0662	24	25	0,0047	31	9	0,0360
16	20	0,0588	24	26	0,0007	31	10	-0,0232
16	21	0,0441	24	27	-0,0157	31	19	0,0154
17	2	0,1058	24	28	-0,0110	31	20	-0,0099
17	7	0,1846	25	4	0,0562	31	21	-0,0414
17	8	0,0846	25	12	0,0313	31	33	0,0026
17	16	0,0192	25	22	-0,0313	31	34	-0,0017
17	17	0,0462	25	24	0,0062	31	35	-0,0069

Столбец	Ряд	Значение	Столбец	Ряд	Значение	Столбец	Ряд	Значение
31	36	—0,0068	37	15	0,1384	41	42	—0,0004
32	2	0,0429	37	25	0,0305	41	43	—0,0018
32	7	0,0426	37	26	0,0668	41	44	0,0031
32	8	0,0429	37	27	0,0484	41	45	0,0047
32	16	—0,0431	37	28	—0,0301	42	4	0,0217
32	17	0,0183	37	41	0,0044	42	11	—0,0164
32	18	0,0184	37	42	0,0095	42	12	0,0155
32	29	—0,0068	37	43	0,0069	42	22	—0,0127
32	30	—0,0072	37	44	—0,0043	42	23	—0,0057
32	31	0,0030	37	45	0,0014	42	24	0,0054
32	32	0,0031	38	4	0,0815	42	37	0,0115
33	3	0,0166	38	11	0,0923	42	38	—0,0018
33	9	0,0166	38	12	0,0582	42	39	—0,0008
33	10	—0,0322	38	22	0,0254	42	40	0,0008
33	19	0,0071	38	23	0,0323	43	1	0,0111
33	20	—0,0138	38	24	0,0204	43	5	0,0223
33	21	—0,0099	38	37	—0,0021	43	6	—0,0391
33	33	0,0012	38	38	0,0036	43	13	0,0159
33	34	—0,0023	38	39	0,0046	43	14	—0,0279
33	35	—0,0017	38	40	0,0029	43	15	—0,0223
33	36	0,0184	39	1	0,0132	43	25	0,0056
34	2	0,0521	39	5	0,0265	43	26	—0,0098
34	7	0,0091	39	6	0,0141	43	27	—0,0078
34	8	0,0521	39	13	0,0189	43	28	0,0684
34	16	—0,0705	39	14	0,0100	43	41	0,0008
34	17	0,0039	39	15	—0,0491	43	42	—0,0014
34	18	0,0223	39	25	0,0066	43	43	—0,0011
34	29	0,0342	39	26	0,0035	43	44	0,0098
34	30	—0,0117	39	27	—0,0172	43	45	—0,0241
34	31	0,0007	39	28	—0,0246	44	4	0,0054
34	32	0,0037	39	41	0,0009	44	11	—0,0587
35	3	0,0086	39	42	0,0005	44	12	0,0039
35	9	0,0086	39	43	—0,0025	44	22	0,0697
35	10	—0,0593	39	44	—0,0035	44	23	—0,0205
35	19	0,0037	39	45	0,0025	44	24	0,0014
35	20	—0,0254	40	4	0,0326	44	37	—0,0214
35	21	0,0846	40	11	0,0052	44	38	0,0100
35	33	0,0006	40	12	0,0233	44	39	—0,0029
35	34	—0,0042	40	22	—0,0190	44	40	0,0002
35	35	0,0141	40	23	0,0018	45	1	—0,0129
35	36	—0,0312	40	24	0,0082	45	5	—0,0257
36	2	0,0495	40	37	0,0036	45	6	—0,0922
36	7	—0,2983	40	38	—0,0027	45	13	—0,0184
36	8	0,0495	40	39	0,0003	45	14	—0,0658
36	16	0,3014	40	40	0,0012	45	15	0,3616
36	17	—0,1279	41	1	0,0091	45	25	—0,0064
36	18	0,0212	41	5	0,0181	45	26	—0,0230
36	29	—0,0771	41	6	—0,0125	45	27	0,1266
36	30	0,0502	41	13	0,0129	45	28	—0,2762
36	31	—0,0213	41	14	—0,0089	45	41	—0,0009
36	32	0,0035	41	15	—0,0357	45	42	—0,0033
37	1	0,0610	41	25	0,0045	45	43	0,0181
37	5	0,1220	41	26	—0,0031	45	44	—0,0395
37	6	0,2672	41	27	—0,0125	45	45	0,0580
37	13	0,0871	41	28	0,0219			
37	14	0,1908	41	41	0,0006			

## A2.6. Одномерные ортогональные полиномы

Тип	Интервал ортогональности	Весовая функция
Лежандра	$-1 \leq x \leq 1$	1
Чебышева	$-1 \leq x \leq 1$	$(1-x^2)^{-1/2}$
Якоби	$0 \leq x \leq 1$	$(1-x)^q x^p$
Лягера	$0 \leq x \leq \infty$	$e^{-x}$
Эрмита	$-\infty \leq x \leq \infty$	$e^{-x^2}$

рождена, и поэтому аппроксимацию целесообразно проводить через линейную комбинацию ортогональных полиномов [2]

$$W(x, y) = \sum_{n=1}^k a_n \varphi_n(x, y), \quad (\text{A2.26})$$

где полиномы  $\varphi_n$  в заданных точках ортогональны к весовой функции  $W(x, y)$ :

$$\sum_{i=1}^N W(x_i, y_i) \varphi_n(x_i, y_i) \varphi_m(x_i, y_i) = \delta_{nm}. \quad (\text{A2.27})$$

При использовании этой процедуры результирующая матрица становится диагональной, формируя коэффициенты  $a_n$  и устраняя необходимость обращения плохо обусловленной матрицы.

Ортогональные полиномы строятся с помощью так называемого метода ортогонализации Грама — Шмидта [2]. После определения коэффициентов  $a_n$  и функции  $\varphi_n$   $W(x, y)$  легко представить через одночлены, как в уравнении (A2.13). На следующем этапе с помощью матрицы  $H^{-1}$  получают коэффициенты Цернике  $A$ .

Тип ортогональных полиномов зависит от используемой весовой функции (табл. A2.6). Названия полиномов в таблице не достаточно точны, так как они ортогональны во всем непрерывном интервале, в то время как полиномы, полученные этим методом, ортогональны в отдельных точках. Однако они аппроксимируют друг друга, если число точек достаточно велико и точки равномерно распределены по интервалу. Обычно предпочитают полиномы Чебышева, так как погрешность, связанная с ограничением рядов, распределяется равномерно. Выражение  $W(x, y)$  через одночлены не является абсолютно необходимым. Можно получить коэффициенты Цернике непосредственно методом, предложенным Риммером [6], хотя объем вычислений при этом примерно один и тот же. В этом методе ортогональные функции  $\varphi_n$  образуются в виде линейных комбинаций полиномов Цернике по методике Винера [8].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Born M., Wolf E. Principles of Optics, Pergamon Press, New York, 1964, p. 464.
2. Forsythe G. E. Generation and Use of Orthogonal Polynomials for Data-Fitting on a Digital Computer, J. Soc. Ind. Appl. Math., 5, 74 (1957).
3. Malacara D., Cornejo A., Morales A. Computation of Zernike Polynomials in Optical Testing, Bol. Inst. Tonantzintla, 1, 2, 21 (1976).
4. Rimmer M. P. Polynomial Fitting of Interferograms, ITEK Technical Report, 1972, Appendix A.

5. Rimmer M. P., Wyant J. C. Evaluation of Large Aberrations Using a Lateral-Shear Interferometer Having Variable Shear, Appl. Opt., 14, 142 (1975).

6. Rimmer M. P., King C. M., Fox D. G. Computer Program for the Analysis of Interferometric Test Data, Appl. Opt., 11, 2790 (1972).

7. Sumita H. Orthonormal Expansion of the Aberration Difference Function and Its Application to Image Evaluation, Jap. J. Appl. Phys., 3, 1027 (1969).

8. Wiener N. The Fourier Integral and Certain of its Applications, Cambridge University Press, 1933. p. 38; reprinted by Dover, New York

9. Zernike F. Buegungstheorie des Schneidenvver-Eahrens und Seiner Verbesser-ten Form, der Phasenkontrastmethode, Physica, 1, 689 (1934).

## Приложение 3

### КЛАССИФИКАЦИЯ АБЕРРАЦИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

В прил. 2 было показано, что волновой фронт в самом общем виде может быть выражен через одночлены следующим образом:

$$W(x, y) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n c_{nm} x^m y^{n-m}, \quad (\text{A3.1})$$

где  $k$  — степень полинома. В частном случае aberrаций первого порядка соответствующее выражение получено Кингсликом [2] (рис. A3.1—A3.3):

$$W(x, y) = A(x^2 + y^2)^2 + By(x^2 + y^2) + C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2) + Ey + Fx, \quad (\text{A3.2}')$$

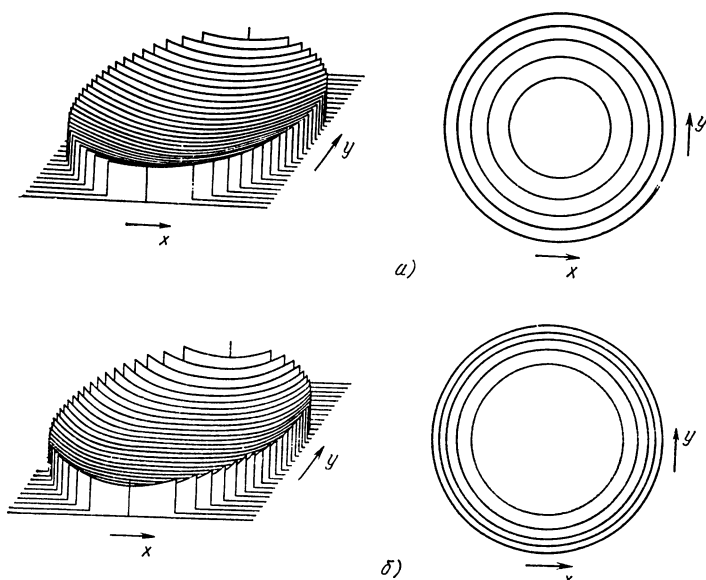


Рис. A3.1. Контурное и изометрическое представление волновых фронтов с дефокусировкой при  $D=5$  (а) и сферической aberrацией при  $A=5$  (б)

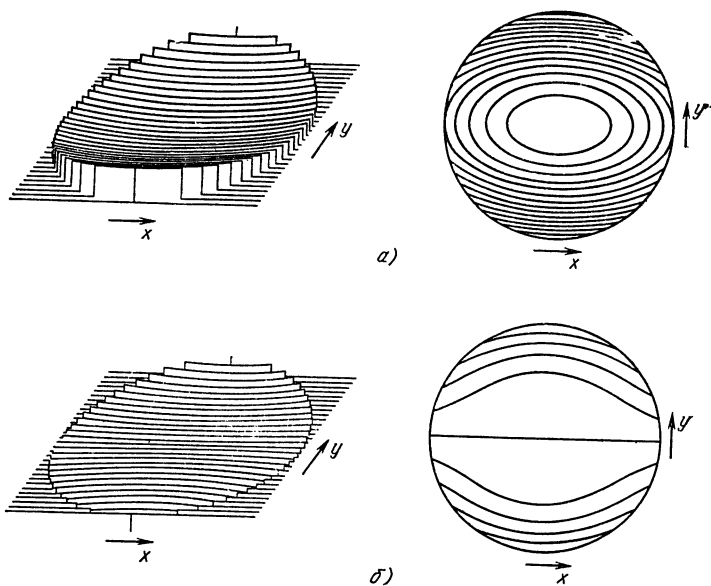


Рис. А3.2. Контурное и изометрическое представление волновых фронтов с астигматизмом при  $C=5$  (а) и комой при  $B=5$  (б)

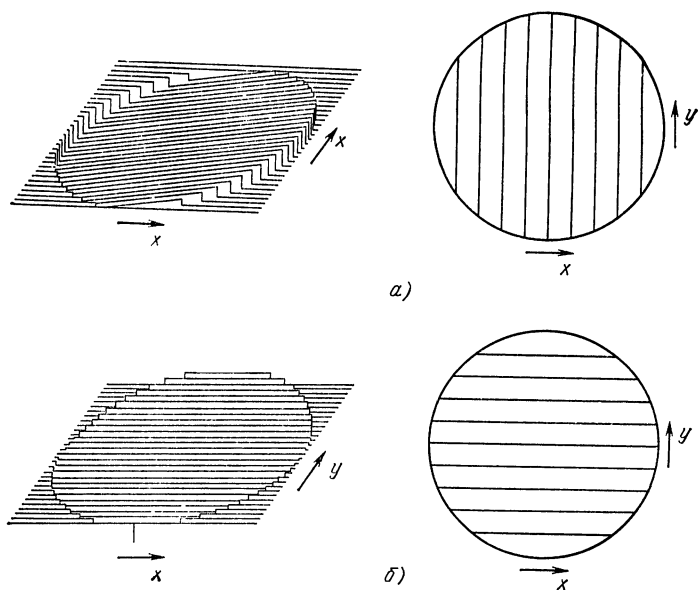


Рис. А3.3. Контурное и изометрическое представление волновых фронтов с наклоном относительно оси  $Y(F=5)$  и оси  $X(E=5)$ :

а — наклон вокруг оси  $y$ ; б — наклон вокруг оси  $x$

где  $A$  — коэффициент сферической абберации;  $B$  — коэффициент комы;  $C$  — коэффициент астигматизма;  $D$  — коэффициент дефокусировки;  $E$  — наклон относительно оси  $x$ ;  $F$  — наклон относительно оси  $y$ .

Полезнее, однако, записывать  $W$  в полярных координатах  $\rho$  и  $\theta$  в пределах круга единичного радиуса ( $x/S = \rho \sin \theta$  и  $y/S_{\max} = \rho \cos \theta$ , где  $S_{\max}$  — радиус круга, на котором определяется волновой фронт)

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n \rho^n (a_{nl} \cos^l \theta + b_{nl} \sin^l \theta), \quad (\text{A3.3})$$

когда члены с  $\cos \theta$  и  $\sin \theta$  описывают соответственно симметричные и несимметричные составляющие волнового фронта. Необходимо, однако, быть внимательным, так как можно использовать не все возможные значения  $n$  и  $l$ . Для получения однозначной функции важно, чтобы

$$W(\rho, \theta) = W(-\rho, \theta + \pi), \quad (\text{A3.4})$$

откуда следует, что  $(n-l)$  должно быть четным, и поэтому  $n$  и  $l$  должны быть оба либо четными, либо нечетными. Необходимо также, чтобы выражение (A3.3) было эквивалентно полиному (A3.1) степени  $k$ . Можно показать, что при  $l > n$  выражение (A3.3), преобразованное к координатам  $(x, y)$ , передается бесконечным рядом, и поэтому следует вводить дополнительное условие  $l \leq n$ , хотя иногда оно не срабатывает [см. уравнение (5.26)].

В случае аббераций осесимметричного волнового фронта члены с  $\sin \theta$  исчезают

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n a_{nl} \rho^n \cos^l \theta, \quad (\text{A3.5})$$

так как фронт симметричен относительно тангенциальной или меридиональной плоскости ( $y-z$ ). Ниже представлены выражения для основных аббераций линзы:

сферическая абберация третьего порядка . . .	$a_{40}\rho^4$ ;
сферическая абберация пятого порядка . . .	$a_{60}\rho^6$ ;
кома третьего порядка . . .	$a_{31}\rho^3 \cos \theta$ ;
астигматизм третьего порядка . . .	$a_{22}\rho^2 \cos^2 \theta$ ;
продольное смещение фокуса . . .	$a_{20}\rho^2$ ;
наклон относительно оси $y$ . . .	$b_{11}\rho \sin \theta$ ;
наклон относительно оси $x$ . . .	$a_{11}\rho \cos \theta$ .

Эти результаты могут быть также получены непосредственно из полиномов Цернике [см. уравнение (A2.9) в прил. 2] с учетом того, что  $n$  и  $l$  оба должны быть четными или нечетными. Часто бывает удобнее использовать  $\cos \theta$  и  $\sin \theta$  вместо  $\cos^l \theta$  и  $\sin^l \theta$ .

При рассмотрении аббераций осесимметричной системы волновой фронт  $W(\rho, \theta)$  может быть выражен через нормализованную высоту изображения  $\sigma$  с использованием рассмотренного выше условия [1]. Если  $W$  имеет одинаковые значения в точках, симметричных относительно меридиональной плоскости:

$$W(\rho, \theta, \sigma) = W(\rho, -\theta, \sigma), \quad (\text{A3.6})$$

все члены  $\sin \theta$  уничтожаются. При изменении знака нормализованной высоты изображения абберация остается той же самой, если угол  $\theta$  заменяется на  $\pi \pm \theta$ , т. е.

$$W(\rho, \theta, \sigma) = W(\rho, \theta + \pi, -\sigma). \quad (\text{A3.7})$$

Хопкинс показал, что эти условия выполняются, если  $(\rho, \theta, \sigma)$  присутствуют в функции  $W$  абберации в виде

$$\rho^2, \sigma \rho \cos \theta, \sigma^2$$

или их произведений. Тогда  $W$  можно записать в виде наиболее общего степенного ряда следующим образом:

$$W(\sigma, \rho, \theta) = {}_0c_{20}\rho^2 + {}_1c_{11}\sigma\rho\cos\theta + {}_0c_{40}\rho^4 + {}_1c_{31}\sigma\rho^3\cos\theta + \\ + {}_2c_{22}\sigma^2\rho^2\cos^2\theta + {}_2c_{20}\sigma^2\rho^2 + {}_3c_{11}\sigma^3\rho\cos\theta + \dots \quad (\text{A3.8})$$

Индекс слева от  $c$  обозначает степень  $\sigma$ , индексы справа — степень  $\rho$  и  $\cos\theta$ . Первые два члена соответствуют дефокусировке и наклону относительно оси  $x$ , следующие пять являются aberrациями третьего порядка или так называемыми aberrациями Зейделя. Aberrационные члены в случае увеличения их количества можно классифицировать по трем категориям. Члены сферической aberrации не зависят от  $\theta$ , члены комы содержат нечетные степени  $\cos\theta$ , а астигматизма — четные. «Симметричная» часть aberrаций включает сферическую aberrацию и астигматизм, «асимметричная» — кому. В этом случае общая aberrация волнового фронта  $W(\sigma, \rho, \theta)$  может быть записана в виде

$$W(\sigma, \rho, \theta) = W_{\text{четн}}(\sigma, \rho, \theta) + W_{\text{нечетн}}(\sigma, \rho, \theta), \quad (\text{A3.9})$$

где  $W_{\text{четн}}$  и  $W_{\text{нечетн}}$  — суммы членов с четными и нечетными степенями  $\theta$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hopkins H. H. Wave Theory of Aberrations, Clarendon Press, Oxford, 1950, p. 48.
2. Kingslake R. The Interferometer Patterns Due to the Primary Aberrations, Trans. Opt. Soc., 27, 94 (1925—1926).

## Приложение 4

### НЕКОТОРЫЕ ПОЛЕЗНЫЕ СХЕМЫ КОМПЕНСАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ

На рис. A4.1—A4.5 приведены наиболее известные схемы компенсационного контроля плоских, сферических и асферических поверхностей, широко используемые при интерферометрических измерениях и в методах Фуко и Ронки. Некоторые из них и многие другие подробно описаны в гл. 8 и 14. Их параметры и размеры можно вычислить с помощью схем, представленных на рис. A1.2.

Величина допустимой сферичности плоских зеркал, используемых в автоколлимационных методах контроля, была получена Берчем [1]

$$\delta = 64 \left( \frac{F}{D} \right)^2 \frac{\varepsilon}{4Q - 1/2}, \quad (\text{A4.1})$$

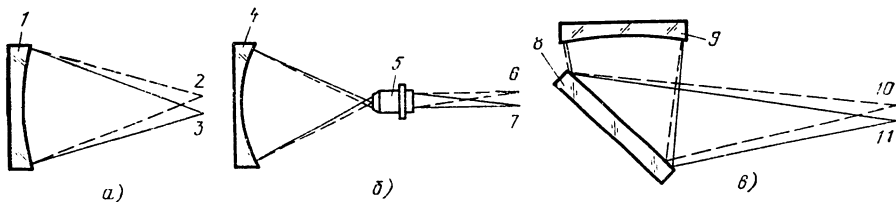
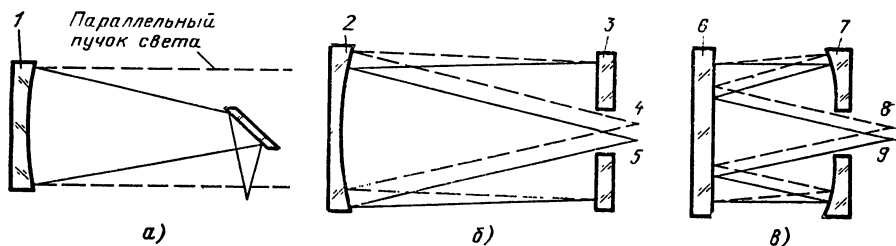


Рис. A4.1. Плоские и вогнутые сферические поверхности:

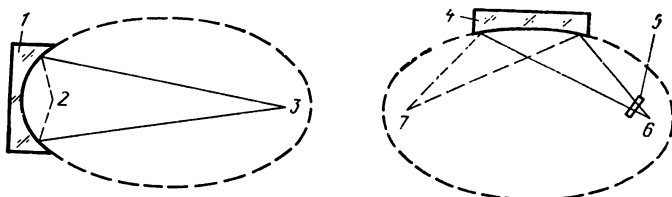
а, б — контроль вогнутых сферических зеркал; в — контроль плоского зеркала по методу Ричи — Коммона (см. гл. 8); 1 — сферическое зеркало; 2, 6, 10 — источник света; 3, 7, 11 — контролируемая точка; 4 — короткофокусное сферическое зеркало; 5 — микробъектив; 8 — контролируемое плоское зеркало; 9 — эталонное сферическое зеркало





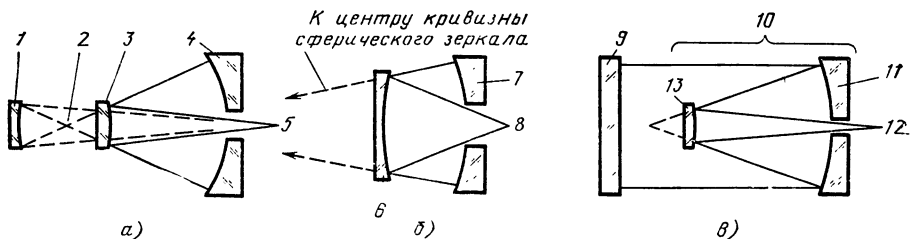
**Рис. А4.2. Вогнутые параболические поверхности:**

*а* — контроль вогнутого параболического зеркала в параллельном пучке света; *б, в* — автоколлимационный контроль вогнутых параболических зеркал; 1, 2, 7 — параболическое зеркало; 3, 6 — эталонное плоское зеркало; 4, 8 — источник света; 5, 9 — контролируемая точка



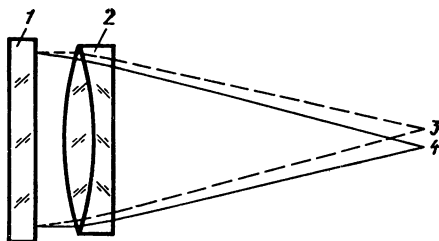
**Рис. А4.3. Эллиптические поверхности:**

1 — эллиптическое зеркало; 2, 7 — источник света; 3, 6 — контролируемая точка; 4 — сплюснутый зеркальный сфероид; 5 — цилиндрическая линза



**Рис. А4.4. Вторичные (малые) зеркала телескопа:**

*а* — метод контроля Сильвеструфа (см. гл. 14); *б* — метод контроля Хиндла (см. гл. 14); *в* — автоколлимационный метод контроля Ричи; 1 — контролируемое эллиптическое зеркало; 2 — центр кривизны сферического зеркала; 3, 6, 13 — контролируемое гиперболическое зеркало; 4, 7 — вспомогательное сферическое зеркало. 5, 8, 12 — источник света и контролируемая точка; 9 — эталонное плоское зеркало; 10 — телескоп; 11 — эталонное гиперболическое или параболическое зеркало



**Рис. А4.5. Автоколлимационный контроль линз:**

1 — эталонное плоское зеркало; 2 — контролируемая линза; 3 — источник света; 4 — контролируемая точка

где  $F$  — эффективное фокусное расстояние;  $D$  — диаметр апертуры контролируемой системы;  $\delta$  и  $\varepsilon$  — соответственно общая и местная погрешности поверхности плоского зеркала. Если контролируется преломляющая система, местная погрешность равна  $-2\varepsilon/(N-1)$ , где  $N$  — коэффициент преломления. Параметр  $Q$  определяется как

$$Q = -\frac{\text{OSC}}{\sin^2 \theta} = \frac{1}{\sin^2 \theta} \left( \frac{Y}{F \sin \theta} - 1 \right), \quad (\text{A4.2})$$

где OSC — отступление от условия синусов;  $\theta$  — угол, образуемый краевым лучом на высоте  $Y$  на входном зрачке с оптической осью системы. Как показал Берч, практический интерес представляют параболическая и апланатическая системы. Для них  $Q=1/4$  и  $Q=0$  соответственно, что дает

$$\delta = \pm 128 (F/D)^2 \varepsilon. \quad (\text{A4.3})$$

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Burch C. R.** Tolerances Permissible in Flats for Autocollimation Tests, Mon. Not. R. Astron. Soc., 98, 670 (1938).

#### Дополнительная литература

**Everfart E.** Null Test for Wright Telescope Mirrors, Appl. Opt., 5, 717 (1966).

**Foucault L. M.** Description des Procédées Employés pour Reconnaître la Configuration des Surfaces Optiques, C. R. Acad. Sci. Paris, 47, 958 (1858), reprinted in: Classiques de la Science, Vol. II, by Armand Colin.

**Hindle J. H.** A New Test for Cassegrainian and Gregorian Secondary Mirrors, Mon. Not. R. Astron. Soc., 91, 592 (1931); reprinted in: Amateur Telescope Making, Vol. I, A. T. Ingalls, Ed., Scientific American, New York, 1950, p. 215.

**Ritchy G. W.** On the Modern Reflecting Telescope and the Making and Testing of Optical Mirrors, Smithson. Contrib. Knowl., 34, 3 (1904).

**Silvertooth W.** A Modification of the Hindle Test for Cassagrain Secondaries, J. Opt. Soc. Am., 30, 140 (1940).

