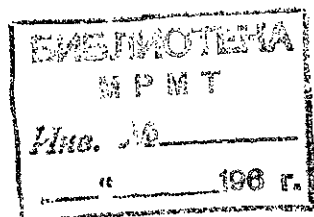


Л. М. Кривовяз
Д. Т. Пуряев
М. А. Знаменская

ПРАКТИКА оптической измерительной лаборатории



Москва
«Машиностроение»
1974

СДVK

Кривовяз Л. М., Пуряев Д. Т. и Знаменская М. А. Практика оптической измерительной лаборатории. М., «Машиностроение», 1974, 332 с.

В книге рассмотрены методы и приборы для контроля оптических материалов, оптических деталей, оптических приборов и методы контроля качества изображения и исследования коррекции оптических систем.

Значительная часть книги посвящена современным объективным способам оптических измерений, использующим новые виды приемников и источников излучений.

Книга рассчитана на работников оптических лабораторий, а также может быть полезна сотрудникам научно-исследовательских институтов и высших учебных заведений.

Табл. 16 Ил. 186. Список лит. 82 назв.

Рецензент д-р техн. наук В. А. Афанасьев

К $\frac{31305-258}{038(01)-74}$ 258—74

Производство современных оптических приборов, отвечающих по своим характеристикам и качеству лучшим мировым образцам, невозможно без хорошо организованных измерительных лабораторий, обслуживающих оптико-механическую промышленность. Успешная работа заводской оптической измерительной лаборатории зависит не только от хорошей оснащённости ее современными приборами и высокой квалификации работников, но и от знания и использования прогрессивных методов оптических измерений, их возможностей и перспектив.

В последние годы появились новые совершенные приборы, позволившие успешно решать трудные задачи оптической измерительной техники. Например, использование мощных оптических квантовых генераторов (лазеров) с высокой монохроматичностью позволило создать неравноплечные интерферометры, габаритные размеры которых значительно уменьшены по сравнению с классическими двухлучевыми интерферометрами аналогичных типов. Если до изобретения лазеров потери света в приборах были непреодолимым препятствием для их практического использования, то теперь эти приборы можно успешно применять на практике. Однако вместе с новыми возможностями появились и новые актуальные задачи: контроль качества точных асферических поверхностей, измерение цветопередачи кино-фотообъективов, оценка качества изображения оптических систем по частотно-контрастным характеристикам и др. Решение этих задач требует прежде всего разработки теорети-

ческих основ соответствующих методов измерений и их экспериментальной проверки. В тех случаях, когда нет готовых методов, проверенных на практике и удовлетворяющих требуемой точности, приходится разрабатывать новые методы, выявляя их достоинства и недостатки в процессе освоения. Поэтому в книге рассмотрены и такие методы, которые в настоящее время мало применяются на практике, но являются единственно возможными для решения некоторых задач.

В заводских измерительных лабораториях, как правило, внимание уделяют технике измерений, а теоретические основы используемого метода часто неизвестны работнику, непосредственно выполняющему измерения, что приводит не только к снижению производительности труда, но и к появлению принципиальных ошибок как в процессе измерения, так и при обработке полученных результатов. Поэтому в книге уделено достаточное внимание научным основам применяемых методов. При изложении материала авторы стремились к рассмотрению теоретических основ в единстве с практическими приемами выполнения того или иного метода измерения.

В книге обобщен опыт работы оптической измерительной лаборатории оптико-механического завода, а также личный опыт авторов. Рассмотрены современные методы и приборы, проверенные в ответственных лабораторных испытаниях и перспективные для внедрения. Все необходимые сведения о приборах приведены при описании методов измерения, выполняемых с помощью этих приборов. Широко известным измерительным прибором уделено меньше внимания.

В одной книге невозможно рассмотреть все виды измерений и задачи, встречающиеся в практике, поэтому описаны только основные и наиболее типичные из них.

Общие вопросы оптической измерительной техники

1. Источники излучения

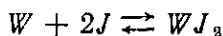
Применяемые в лабораторной практике источники оптического излучения можно разделить на два больших класса: источники теплового излучения, к которым относятся все пламенные источники света и электрические лампы накаливания, и источники люминесцентного излучения, к которым относятся газоразрядные лампы, использующие явления электрического разряда в инертных газах и парах металлов.

1. Лампы накаливания и тепловые источники излучения

Наибольшее распространение получили лампы накаливания, это обусловлено их достоинствами: удобством эксплуатации, состоящим в возможности включения в сеть без дополнительных устройств, простотой обращения, практическим отсутствием периода разгорания, возможностью изготовления источников света в широком диапазоне мощностей, сплошным спектром излучения, позволяющим использовать их для большинства работ с применением визуальных и фотоэлектрических средств регистрации. Однако лампы накаливания как лабораторные источники оптического излучения имеют и недостатки: низкую световую отдачу (у осветительных ламп общего назначения она составляет 1—3%); несоответствие спектрального состава излучения спектральному составу солнечного света; относительно низкое содержание коротковолновых излучений по сравнению с солнечным, что вызывает необходимость введения искусственной коррекции спектрального состава излучения ламп накаливания. Это приводит к резкому снижению полезного светового потока.

Развитие фотоэлектрических методов контроля ряда оптических параметров потребовало жесткой стабилизации абсолютной величины потока излучения. Свойственное лампам накаливания

изменение светового потока в течение срока службы не поддается коррекции за счет стабилизации источников питания. Эта проблема в значительной мере разрешена в лампах накаливания с иодным циклом. Иодные лампы имеют в составе наполнителя колбы примеси паров иода. Иодный цикл определяется реакцией



Прямая реакция происходит на стенках колбы — с них удаляется вольфрам, а обратная на нити — на ее поверхность возвращается ранее испарившийся вольфрам. Эти лампы имеют повышенную световую отдачу и срок службы до 1000 ч и более. Иодные лампы изготавливаются в кварцевых колбах.

В зависимости от назначения и особых требований конструкция лампы может значительно изменяться, однако основные конструктивные элементы являются общими: лампа накаливания имеет тело накала, внутреннюю арматуру, состоящую из держателей тела накала и вводов, стеклянный цилиндр или колбу и цоколь лампы.

Тело накала представляет собой основную конструктивную часть лампы, ее выполняют из вольфрамовой проволоки, свитой в спираль или биспираль (есть лампы с телом накала, трижды свитым в спираль, и лампы с ленточным телом накала — «Банд-лампы»). Выбор вольфрама в качестве основного материала для изготовления тела накала ламп обусловлен рядом ценных свойств вольфрама, обеспечивающих экономичность и продолжительность службы ламп накаливания: высокой температурой плавления ($3600 \pm 50^\circ \text{K}$), малой скоростью испарения, пластичностью и хорошей формоустойчивостью. Излучательная способность вольфрама с достаточной для лабораторных расчетов точностью описывается соотношениями, основанными на законах излучения абсолютно черного тела [18]:

$$r_{\lambda T} = \alpha_{\lambda T} C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1},$$

где C_1 и C_2 — постоянные Планка;

λ — длина волны;

T — абсолютная температура;

$\alpha_{\lambda T}$ — спектральный коэффициент светопоглощения.

Значения спектрального коэффициента поглощения определены рядом исследователей экспериментальным путем и найдены соотношения между спектральным коэффициентом поглощения, длиной волны и электропроводностью металла, справедливые для некоторых участков спектра. Так, для значений $\lambda > 10 \text{ мкм}$

$$\alpha_{\lambda T} = \frac{0,365}{V \gamma \lambda}, \quad (1)$$

где $\alpha_{\lambda T \perp}$ — спектральный коэффициент поглощения металла при перпендикулярном падении излучения на его поверхность;

γ — электропроводность металла в $\text{OM}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$;

λ — длина волны, выраженная в см.

Для участка спектра от 5 до 10 мкм соотношение (1) принимает вид

$$\alpha_{\lambda T \perp} = \frac{0,365}{\sqrt{\gamma \lambda}} - \frac{0,667}{\gamma \lambda} + \frac{0,006}{(\sqrt{\gamma \lambda})^3}.$$

Для длин волн короче 5 мкм нет соотношений, достаточно точно описывающих зависимость $\alpha_{\lambda T \perp} = f(\gamma \lambda)$. Значение интегрального коэффициента поглощения металла приближенно определяется из соотношения

$$\alpha_T = 1 - e^{\beta T},$$

где T — абсолютная температура;

β — коэффициент, зависящий от рода металла (для вольфрама $\beta = 1,47 \cdot 10^{-4}$).

Элементы внутренней арматуры лампы включают в себя молибденовые держатели тела накала, форма, размеры и число которых определяются конструкцией лампы, вводы для подведения тока к телу накала, стеклянную ножку, на которой смонтировано тело накала и составной частью которой является откачная трубка (шпенгель), служащая для откачки или наполнения лампы требуемым газом.

К материалу колбы лампы предъявляют следующие требования: легкая свариваемость, постоянный коэффициент расширения, бесцветность и устойчивая прозрачность, достаточная механическая прочность, устойчивость к резким колебаниям температуры, достаточно высокая температура размягчения (не менее 400°C). Для наполнения колб лампы накаливания используют инертные газы и их смеси (криптон, ксенон, аргон, а также азот). Спектральное испускание ламп накаливания зависит от материала колбы (рис. 1).

В настоящее время промышленностью выпускается свыше 2000 ламп накаливания. Классифицируют лампы накаливания преимущественно по их назначению. Каждый класс ламп делят на ряд типов исходя из конструктивных особенностей ламп, их электрических, светотехнических и эксплуатационных характеристик. К электрическим характеристикам ламп относят номинальное напряжение U_n , потребляемую мощность P , номинальный ток I_n (задается в основном для эталонных ламп накаливания); к светотехническим характеристикам ламп — полный световой поток Φ , максимальную силу света I для некоторых видов ламп, габаритную яркость B для ламп прожекторного и проекционного типов. К экономическим и эксплуатационным характеристикам

ламп относят световую отдачу, определенную отношением полного светового потока к потребляемой мощности

$$\eta = \frac{\Phi}{P},$$

и срок службы лампы.

В лабораторной практике целесообразно пользоваться понятием полезного срока службы лампы, включающего в себя время, в течение которого снижение светового потока лампы, сопровождаемое одновременно снижением световой отдачи, не превосходит определенных, заранее обусловленных пределов, например не изменяется более чем на 20% от своего начального значения.

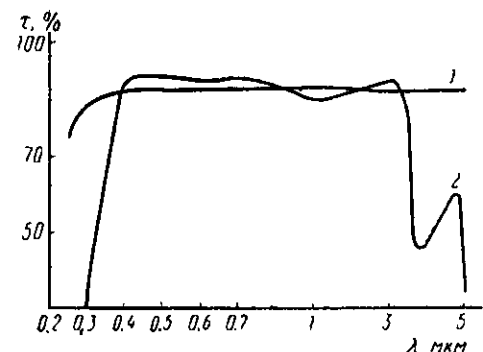


Рис. 1. Спектральное пропускание материала колб ламп накаливания:

1 — для окна из искусственного сапфира;
2 — для стекла марки С-89-2

Электрические, светотехнические и эксплуатационные параметры ламп в значительной степени зависят от величины напряжения питания. Зависимость

$$\frac{B}{B_0} = \left(\frac{A}{A_0} \right)^{n_A},$$

где B_0 и A_0 — любые два параметра лампы при некоторых условиях; B и A — те же параметры при измененных условиях, дает возможность приближенного расчета светотехнических параметров ламп при небольших, в пределах 10%, изменениях параметров от номинальных значений. Соотношение между параметрами устанавливает показатель степени n_A , зависящий от параметров, входящих в уравнение. Для ламп накаливания с вольфрамовой нитью установлены значения n_A , которые с некоторым приближением можно считать постоянными величинами [9, 70]. Указанное соотношение параметров позволяет определить изменение любой характеристики лампы в зависимости от изменения другой с точностью 1—2%.

Наиболее часто употребляются следующие зависимости: тока от напряжения

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{U}{U_0} \right)^{3/5};$$

мощности от напряжения

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{U}{U_0} \right)^{8/5};$$

светового потока от напряжения

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{U}{U_0} \right)^{3,6};$$

температуры тела накала от напряжения

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{U}{U_0} \right)^{-1/3};$$

срока службы от напряжения

$$\frac{t}{t_0} = \left(\frac{U}{U_0} \right)^{-14};$$

напряжения от тока

$$\frac{U}{U_0} = \left(\frac{I}{I_0} \right)^{5/3};$$

светового потока от тока

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{I}{I_0} \right)^6;$$

температуры от тока

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{I}{I_0} \right)^{\frac{5}{9}};$$

срока службы лампы от тока

$$\frac{t}{t_0} = \left(\frac{I}{I_0} \right)^{-23};$$

напряжения от температуры тела накала

$$\frac{U}{U_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^3;$$

светового потока от температуры тела накала

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{54}{5}};$$

срока службы от температуры тела накала

$$\frac{t}{t_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-40}$$

Следует помнить, что при изменении параметров больше чем на 10% погрешность расчета существенно возрастает и носит ориентировочный характер.

Из всего многообразия существующих ламп накаливания в практике оптической измерительной лаборатории наибольшее

применение нашли лампы накаливания для оптических приборов, кинопроекторные, зеркальные, светоизмерительные и некоторые виды ламп специального назначения.

К лампам накаливания, применяемым в качестве источников света в оптических приборах, предъявляют требования по качеству стекла баллонов, форме и расположению тела накала. Лампы типа Сц-62 и Сц-65 имеют тело накала в виде конической спирали, витки которой расположены так, что в проекции они накладываются друг на друга, образуя почти равномерный по яркости диск. Лампы типа Си-6-40, Си-6-100 имеют тело накала в виде ленты. Кинопроекторные лампы типа К-30, К-17 широко используются в осветителях с применением светосильных конденсоров, для освещения щели монохроматоров, спектрометров; тело накала этих ламп имеет форму плоской спирали.

Для измерения световых величин (светового потока, силы света, освещенности и т. д.) в качестве эталонов применяют лампы накаливания особой конструкции, имеющие устойчивость своих световых и электрических параметров, что достигается особой технологией их изготовления и применением высококачественных материалов.

Эталонные светоизмерительные лампы аттестуют в метрологических лабораториях по образцовым светонизмерительным лампам, показания которых исходят из Государственного основного светового эталона СССР, хранимого Всесоюзным научно-исследовательским институтом метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ). Аттестованные светоизмерительные лампы сопровождают свидетельством Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, в котором указаны напряжение у цоколя лампы, полученная сила тока в лампе, сила света и цветовая температура по абсолютной шкале.

Эталонные светоизмерительные лампы выпускают двух типов: эталоны силы света и эталоны светового потока. Лампы первого типа выпускают в стеклянных баллонах особой формы, исключающей при измерении возможность возникновения погрешности из-за отражений от задней стенки баллона.

Основные световые и электрические параметры и размеры ламп накаливания, наиболее часто используемых в практике оптических измерительных лабораторий, приведены в табл. 1.

В близкой и средней инфракрасных областях спектра источниками излучения служат лампы накаливания, штифт Нерста и силитовый излучатель из карбида кремния (глобар). Спектральная область излучения вольфрамовых ламп накаливания, определяемая пропусканием стекла колб по исследованию И. Д. Рогового [63], простирается от 0,3 до 3,5 мкм, поэтому в близкой инфракрасной области спектра лампы накаливания являются предпочтительным источником излучения. Спектральное пропускание колб, серийно выпускаемых ламп накаливания показано на рис. 1 кривой 2, спектральное пропускание пластинки

Тип лампы	Номинальные световые и электрические параметры				Основные размеры					Рабочее положение ламп	Продолжительность горения в ч	Применение в оптической измерительной лаборатории
	Напряжение в В	Сила света в кд	Световой поток в лм	Мощность в Вт	Наибольший диаметр в мм	Наибольшая длина в мм	Ширина тела накала в мм	Длина тела накала в мм	Высота светового центра в мм			
К12×30 К6×30 К17×170 К17×170-2 К30×400 К40×750 ПЖ-13 ПЖ-20 ПЖ-21	12	—	528	30	25	85	4	1,5	60	Любое Вертикальное цоколем вниз Вертикальное цоколем вверх	50	В осветителях проекторов, микрофотометров, спектрофотометров, монохроматоров Для освещения шаров при измерении светорассеяния
	6	—	555	30	26	51	4,5	1,5	31		10	
	17	—	4 420	170	27	155	6,5	4,3	60		20	
	17	—	4 420	170	28	150	6,5	4,3	82		20	
	30	—	11 000	400	37	155	8,9	6,4	60	Вертикальное цоколем вниз Вертикальное, цоколем вниз с отклонением до 15°	30	
	40	—	21 800	760	37	155	13,6	9,4	66		30	
	110	—	10 500	500	66	140	13,5	14,5	75		150	
	220	—	9 800	500	66	140	16	16	75		150	
	220	—	21 000	1000	71	245	24	18	135		150	
	220	—	21 000	1000	71	245	24	18	135		150	
СГ-2 СЦ-61 СЦ-64 СЦ-62г СЦ-62в СЦ-65г СЦ-65в СЦ-70	6	—	88	7,5	26	46	0,9	1,5	24	Любое	40	В осветителях коллиматоров, денфокометров, денситометров, увеличителей
	8	—	250	20	21	56	2,8	2,0	42		100	
	12	—	1 000	50	36	68	3,5	2	3,5		50	
	12	—	1 750	100	56	91	4,8	—	56		75	
	12	—	1 750	100	56	91	4,8	—	56		75	
	12	—	1 750	100	61	121	4,8	—	88		75	
	12	—	1 760	100	61	121	4,8	—	88		75	
	12	—	1 760	100	61	121	4,8	—	88		75	
	6	—	405	30	33	67	3,0	2,0	9,5		80	
	6	—	405	30	33	67	3,0	2,0	9,5		80	

Тип лампы	Номинальные световые и электрические параметры				Основные размеры					Рабочее положение лам	Продолжительность горения в ч	Применение в оптической измерительной лаборатории
	Напряжение в В	Сила света в кд	Световой поток в лм	Мощность в Вт	Наибольший диаметр в мм	Наибольшая длина в мм	Ширина тела накала в мм	Длина тела накала в мм	Высота светового центра в мм			
СИС-1	10	5	—	7,5	88	140	8	40	—	Вертикальное по отвесу	—	В качестве эталонов для точного воспроизведения световых единиц при проверке источников света и светозмерительных приборов
СИС-2	10	10	—	14	88	140	8	42	—		—	
СИС-3	107	35	—	52	130	200	36	66	—		—	
СИС-4	107	36	—	58	130	200	36	66	—		—	
СИС-5	107	100	—	148	130	200	39	66	—		—	
СИС-6	107	500	—	360	130	200	36	40	—		—	
СИС-7	107	1000	—	670	130	200	36	40	—		—	
ЗН-27	220	—	—	300	133,5	250	—	—	65	Любое	1000	Для освещения студов, фотографических натуральных тестов, отражательных экранов
ЗН-28	220	—	—	500	161,5	300	—	—	83		1000	
ЗН-29	220	—	—	750	161,5	300	—	—	83		1000	
ЗН-30	220	—	—	1000	161,5	300	—	—	83		1000	
СИ6-40	6	—	—	40	—	—	—	—	—		200	Для равномерного освещения узких протяженных предметов (измерительные щели, тесты)
СИ6-100	6	—	—	100	—	—	—	—	—		200	

искусственного сапфира толщиной 0,7 мм — кривой 1. Из сравнения кривых видно, что применение искусственного сапфира позволяет использовать вольфрамовые лампы в качестве источников излучения для области спектра 4—4,5 мкм. В спектрофотометрии широкое распространение получили штифт Нернста и глобар.

Штифт Нернста [70] представляет собой стержень, изготовленный из порошкообразной двуокиси циркония, церия и тория. Он имеет отрицательный температурный коэффициент электрического сопротивления и требует предварительного внешнего разогрева до температуры 800° С, что осуществляется с помощью пламени спиртовой горелки или каким-либо иным способом.

Рабочая температура штифта 1600—1700° С, спектр излучения его простирается в ультрафиолетовую и в инфракрасную области спектра, однако для области спектра с длиной волны более 15 мкм эффективнее применение глобара. Рабочая температура глобара 1200° С. Отрицательный температурный коэффициент сопротивления невелик, поэтому предварительного внешнего разогрева не требуется.

Сравнительные характеристики штифта Нернста и глобара представлены в табл. 2.

Таблица 2

Источник излучения	Длина в мм	Диаметр в мм	Рабочее напряжение в В	Ток в А	Мощность в Вт	Температура в °С	Длина волны в максимуме излучения в мкм
Штифт Нернста	15	1,5	100	0,5—0,9	50	1500—1700	1,9; 5,4
Глобар	100	4—6	33—50	3,5	150—250	1200	8—9

Стабилизация питания глобара несколько сложнее, чем штифта Нернста, вследствие большой силы тока, однако глобар получил широкое распространение в лабораторной практике как эффективный источник излучения в области спектра с длиной волны больше 10 мкм. Он не требует внешнего подогрева и имеет достаточно большой срок службы (несколько сотен часов).

2. Газоразрядные и люминесцентные лампы

Газоразрядные лампы по сравнению с лампами накаливания имеют более высокий коэффициент полезного действия и значительно больший срок службы. Газоразрядные лампы являются незаменимыми источниками излучения в тех случаях, когда необходимо получить излучение монохроматического спектрального состава, так как они в большинстве своем имеют линейчатый спектр

излучения в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях. Излучение газоразрядных ламп практически безынерционно, что позволяет модулировать с любой частотой поток излучения, получать кратковременные вспышки большой мощности и длительностью от 1 до 0,5 с.

Спектральные характеристики излучения газоразрядных ламп обусловлены родом газа, его давлением и электрическим режимом. В газоразрядных лампах используют в основном дуговой и тлеющий разряды, в импульсных источниках света — искровой разряд, получаемый с помощью специальных систем питания и управления. Лампы тлеющего разряда экономичны в эксплуата-

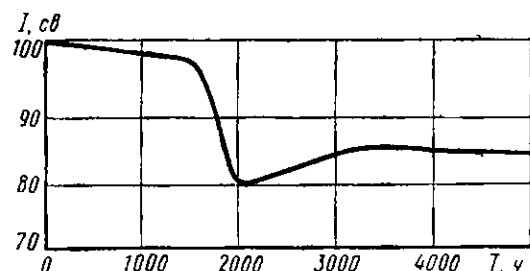


Рис. 2. График изменения силы света лампы тлеющего разряда в течение срока службы

ции, выделяют малое количество тепла по сравнению с лампами накаливания той же мощности. Используются в лабораторной практике в качестве стабильных датчиков опорного светового сигнала в тех случаях, когда измерительная электрическая схема построена по методу сравнения измеряемого потока с калибровочным потоком, принимаемым за неизменный в течение длительного срока.

Исследования, выполненные рядом авторов [12], показали правомерность такого применения ламп тлеющего разряда, в частности, ламп типа ТНИ-1,5. Спектральная характеристика этих излучателей определяется (в заданном электрическом режиме лампы) наполняющим газом и практически не меняется в процессе эксплуатации. Сила света в направлении индикации колеблется от лампы к лампе в значительных пределах, что обычно учитывается конструкцией датчика опорного сигнала, но изменение силы света в течение срока службы (1500 ч) не превышает 4% первоначального значения. Изменение силы света лампы ТНИ-1,5, полученное экспериментально в течение длительного времени, представлено на рис. 2,

Однако газоразрядные источники излучения имеют и недостатки: необходимость создания специализированных довольно сложных и громоздких пусковых устройств, в ряде случаев невозможность работы на переменном токе. Несмотря на это, газоразрядные лампы находят все более широкое применение, чему способствует непрерывное повышение светоотдачи вновь разрабатываемых ламп.

В качестве мощных источников освещения в ряде интерферометров используются аргоно-ртутные лампы типа ИГАР-2, представляющие собой газоразрядные источники света. Лампа излучает световой поток $\sim 16\,000$ лм в видимой и ближней ультрафиолетовой области спектра (300—400 нм), ее включают в сеть переменного тока напряжением 220 В через балластное сопротивление или дроссель.

В лабораторной практике в качестве мощных источников ультрафиолетового излучения применяют ртутно-кварцевые лампы высокого давления. Лампы имеют форму трубок из кварцевого стекла, на концах которых впаяны электроды. Источником излучения в лампах служит электрический разряд в парах ртути, возникающий под действием приложенного к электродам напряжения; лампы включают в цепь переменного тока последовательно с балластным сопротивлением.

В табл. 3 приведены основные электрические параметры и размеры наиболее часто используемых ламп.

Таблица 3

Тип лампы	Напряжение в сети в В	Напряжение на лампе в В	Сила тока в А	Мощность в Вт	Основные размеры	
					диаметр в мм	длина в мм
ПРК-4	127	70	3,7	220	20	190
ПРК-2	220	120	3,7	375	22	265
ПРК-7	220	135	8,0	1000	33	350

Ртутно-кварцевые лампы сверхвысокого давления являются источниками излучения большой яркости. Это достигается получением дугового разряда в парах ртути, концентрируемых между концами электродов. Лампы используют в оптических приборах, где требуется получение узкого пучка света большой интенсивности, например, в приборах для контроля качества однородности стекла. Основные параметры ламп сверхвысокого давления даны в табл. 4.

Таблица 4

Тип лампы	Номинальные световые и электрические параметры					Основные размеры в мм		
	напряжение в сети в В	напряжение на лампе в В	мощность в Вт	световой поток в лм	яркость в центре в Мнт	диаметр	длина	расстояние между электродами
ДРШ-250	127	72	250	12 500	100	25,5	145	3,9
ДРШ-500	220	75	500	22 500	130	33	190	4,5
ДРШ-1000	220	90	1000	53 000	120	40	232	8

Лампы включают в сеть переменного тока последовательно с балластным сопротивлением. Относительное распределение энергии излучения ртутно-кварцевых ламп высокого и сверхвысокого давления различно. В табл. 5 приведены значения относительной энергии излучения ламп для некоторых спектральных линий, выраженные в процентах по отношению к излучаемой энергии с длиной волны 365 нм.

Таблица 5

Длина волны излучения в нм	Относительная энергия в %		Длина волны излучения в нм	Относительная энергия в %	
	для ртутно-кварцевых ламп высокого давления	для ртутно-кварцевых ламп сверхвысокого давления		для ртутно-кварцевых ламп высокого давления	для ртутно-кварцевых ламп сверхвысокого давления
248,2	12	28,1	365,0	100	100
265,0	26,9	—	373,0	—	16,8
289,5	5,4	9,4	404,5	32,9	64,4
297,0	14,3	25,2	436,5	57,3	73,1
301,0	—	31,2	546,5	65,3	77,3
302,0	31,5	38,3	578,0	73,6	86,2
313,8	68,2	61,1	605,0	—	7,3
334,5	—	19,9			

В качестве источников монохроматического излучения в спектроскопии, рефрактометрии, при фотографических и визуальных исследованиях качества оптических систем применяют спектральные газоразрядные лампы с линейчатым спектром излучения. Разрядные трубки спектральных ламп наполняют аргоном и парами металлов: ртути, кадмия, цинка, таллия, натрия, цезия. В зависимости от наполнения разрядные трубки выполняют из кварцевого или специального стекла, внешние колбы из обычного или увиолевого стекла. Спектральные, световые и электрические параметры ламп даны в табл. 6. Наиболее интенсивные линии излучения, выраженные в нм, приведены в табл. 7.

В качестве источника кратковременных световых вспышек многократного действия при фотографии, скоростной съемке, в стробоскопах применяют газоразрядные импульсные лампы. Разряд в лампе происходит в атмосфере наполняющего лампу инертного газа (ксенона или криптона) при подаче на ее электрод зажигания импульса высокого напряжения от импульсного трансформатора. После разряда конденсатора ток в лампе и ее свечение прекращаются. Повторная вспышка происходит после повторного заряда конденсатора лампы. Сила света и длительность вспышек зависят от емкости конденсатора в цепи питания и напряжения питания. Фотоосветительные лампы, наиболее употребляемые в лабораторной практике, подразделяют на три основных типа: лампы с концентрированным светящимся телом

Тип лампы	Световые и электрические параметры			Продолжительность горения в ч	Наполнение
	напряжение в В	мощность номинальная в Вт	яркость наименьшая в кНт		
ДРС-50	55	50	1000	300	Ртуть
ДКдС-20	17	20	17	300	Кадмий
ДЦиС-20	19	20	8	300	Цинк
ДТС-15	18	15	20	50	Таллий
ДНаС-18	19	18	80	200	Натрий
ДЦэС-16	10	16	2,5	200	Цезий

Таблица 7

	Тип лампы					
	ДРС-50	ДКдС-20	ДЦиС-20	ДТС-15	ДНаС-18	ДЦэС-16
Длина волины для наиболее интенсивных линий излучения в нм	253,7	298,1	280,1	535	589,0	455,5
	296,7	326,1	328,2	—	589,6	687,0
	312,6	340,4	330,3	—	—	697,3
	334,1	346,6	334,5	—	—	722,9
	365,0	467,8	468,0	—	—	760,9
	404,7	480,0	472,2	—	—	794,4
	435,8	508,6	481,1	—	—	—
	546,1	643,8	632,2	—	—	—
	577,0	—	—	—	—	—

для получения конусного светового пучка, лампы с длинной прямой трубкой для получения протяженного источника света и лампы в виде кольца для получения бестеневого освещения.

В табл. 8 приведены световые и электрические параметры некоторых импульсных ламп.

Таблица 8

Тип лампы	Энергия вспышки в Дж	Рабочее напряжение в В	Емкость конденсатора в мкФ	Средняя мощность в Вт	Материальный интервал между вспышками в с	Напряжение зажигания в В	Напряжение пробоя в В	Номинальная световая энергия в лм·с	Ориентировочная длительность вспышки в мс
ИКФ-120	120	300	2500	12	10	180	1000	2 500	112
ИКФ-500	500	500	4000	30	15	400	3500	10 000	8,0
ИКП-200	200	500	1600	27	7,5	450	2000	4 000	1,5
ИКП-15000	15 000	2400	5000	1250	12	1600	5000	500 000	4,5

Электрический разряд в насыщенных парах ртути низкого давления нашел применение при создании трубчатых люминесцентных ламп, в которых излучение преобразуется в слое люминофора в ультрафиолетовое или видимое в зависимости от рода люминофора. В практике оптической измерительной лаборатории получили распространение трубчатые люминесцентные лампы, спектральное излучение которых наиболее близко воспроизводит распределение энергии в естественном дневном свете.

Существует три основных типа белых люминесцентных ламп:

1) люминесцентные лампы, спектральный состав излучения которых близок к излучению абсолютно черного тела при температуре 6500°K (лампы ДС);

2) люминесцентные лампы с излучением, близким к излучению источника В при температуре 4800°K , — лампы холодного белого света (ХБС);

3) люминесцентные лампы с цветовой температурой, близкой к 2700°K , получившие наименование ламп тепло-белого света (ТБС).

Спектральное излучение этих ламп приведено на рис. 3, из

которого видно, что в излучении люминесцентных ламп присутствуют интенсивные линии ртути, которые приводят к цветовым искажениям при точных колориметрических измерениях. Поэтому в практике оптических измерительных лабораторий люминесцентные лампы используются лишь как источники общего освещения (например, в фотометрических шарах при измерении светорассеяния).

3. Лабораторные источники дневного света

Воспроизведение условий дневного освещения в том случае, когда спектральный состав должен быть строго нормирован, осуществляется в соответствии с ГОСТами 7721—61 и 9411—66 путем применения лампы накаливания в сочетании со специально рассчитываемыми стеклянными светофильтрами дневного света, состоящими из трех компонентов (стекла марок ПС5, ПС14, СЗС17). Толщины компонентов в светофильтрах выбирают по свойствам конкретных варок стекла, полученных для изготовления светофильтров, так, чтобы спектральные кривые пропускания свето-

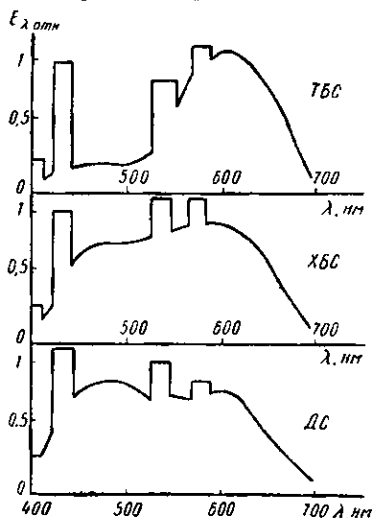


Рис. 3. Относительное распределение энергии в спектре излучения люминесцентных ламп

Фильтров были максимальными близки к теоретическим кривым, и координаты цветности источника A в сочетании со светофильтрами возможно меньше отступали от значений координат цветности абсолютно черного тела при заданных стандартных температурах (от значений $x = 0,351$, $y = 0,357$ и $x = 0,313$, $y = 0,324$ соответственно для температур 4800 и 6500° K) [62].

Если $E_{A_0}(\lambda)$ представляет собой спектральное распределение плотности излучения по спектру для абсолютно черного излучателя при $T_{\text{цв}} = 2854^\circ \text{ K}$, а $E_{B_0}(\lambda)$ и $E_{C_0}(\lambda)$ соответственно при $T_{\text{цв}} = 4800^\circ \text{ K}$ и $T_{\text{цв}} = 6500^\circ \text{ K}$, то светофильтры, служащие для перехода от источника A_0 к источникам B_0 и C_0 , должны удовлетворять условиям:

$$E_{A_0}(\lambda) t_{B_0}(\lambda) = a_{B_0}(\lambda) E_{B_0}(\lambda);$$

$$E_{A_0}(\lambda) t_{C_0}(\lambda) = a_{C_0}(\lambda) E_{C_0}(\lambda).$$

Здесь с помощью коэффициентов a_{B_0} и a_{C_0} выполняется необходимое для всякого светофильтра условие: $t < 1$, так как абсолютные значения $E_{B_0}(\lambda)$ и $E_{C_0}(\lambda)$ значительно превышают соответствующие значения $E_{A_0}(\lambda)$. Отсюда для определения требований к спектральному пропусканию теоретических светофильтров имеем следующие соотношения в логарифмической форме:

$$-\lg t_{B_0}(\lambda) = D_{B_0}(\lambda) = \lg E_{A_0}(\lambda) - \lg E_{B_0}(\lambda) + d_{B_0};$$

$$-\lg t_{C_0}(\lambda) = D_{C_0}(\lambda) = \lg E_{A_0}(\lambda) - \lg E_{C_0}(\lambda) + d_{C_0},$$

где постоянные d_{B_0} и d_{C_0} обеспечивают соблюдение условий для оптической плотности: $D(\lambda) > 0$, так как $t(\lambda) < 1$.

Имея три переменные величины — толщины δ' , δ'' , δ''' компонентов составного светофильтра (СЗС17, ПС5 и ПС14), можно решить задачу совершенно точно только для трех длин волн в спектре, обеспечив в этих точках совпадение с теоретически заданными значениями $D(\lambda)$. Решение, которое дает максимальное приближение спектральной кривой пропускания реального светофильтра к теоретической, следует искать по методу наименьших квадратов, составляя уравнения вида

$$\begin{aligned} D(\lambda_i) &= D'(\lambda_i) + D''(\lambda_i) + D'''(\lambda_i) = \\ &= \alpha'(\lambda_i) \delta' + \alpha''(\lambda_i) \delta'' + \alpha'''(\lambda_i) \delta''', \end{aligned}$$

где $D(\lambda_i)$ — значение плотности теоретического светофильтра;

$\alpha(\lambda_i)$ — коэффициенты поглощения компонентов светофильтра;

δ' , δ'' , δ''' — искомые толщины компонентов.

Число точек n по спектру можно выбрать любое.

С помощью соответствующих преобразований переходим к системе трех уравнений с тремя неизвестными:

$$\left. \begin{aligned} A_1 \delta' + B_1 \delta'' + C_1 \delta''' &= F_1; \\ A_2 \delta' + B_2 \delta'' + C_2 \delta''' &= F_2; \\ A_3 \delta' + B_3 \delta'' + C_3 \delta''' &= F_3. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Решением системы (2) определяются значения искоемых толщин δ' , δ'' , δ''' . Коэффициенты при неизвестных δ' , δ'' , δ''' и свободные члены F_1 , F_2 , F_3 выражаются через коэффициенты исходной системы, число уравнений которой равно n .

Степень достигнутого приближения цветности источника света к теоретически заданной составляет $\pm 0,001$ координат цветности и намного превосходит нормированные в 1931 г. Международной Осветительной Комиссией жидкостные светофильтры как по точности воспроизведения, так и по удобству эксплуатации и стойкости характеристик во времени. Полезные коэффициенты пропускания стеклянных светофильтров составляют 14—20% и для лабораторной практики вполне приемлемы.

2. Приемники, применяемые в оптических измерениях

Глаз наблюдателя долгие годы являлся основным регистрирующим прибором в практике оптических измерительных лабораторий, и только в последние десятилетия объективные фотоэлектрические методы регистрации начинают завоевывать признание. Устройство глаза, зависимость световых ощущений наблюдателя от свойств поля зрения, механизм чувствительности глаза и другие вопросы подробно изложены в специальных трудах по психофизиологии зрения и потому здесь не рассматриваются [37, 71].

Наиболее распространенными приемниками в практике оптической измерительной лаборатории являются вентильные и вакуумные фотоэлементы. К первой группе относятся, в частности, селеновые фотоэлементы, получившие благодаря своей надежности и простоте эксплуатации широкое применение [44]. Конструктивно селеновые фотоэлементы оформляются в виде металлической пластины, на которую нанесен слой поликристаллического селена, и полупрозрачного электрода. Фотоэлемент защищают пленкой влагостойкого лака и монтируют в корпус.

Диапазон спектральной чувствительности селеновых фотоэлементов (кривая 1 на рис. 4) близок к области чувствительности глаза (кривая 2), что позволяет с большой точностью корректировать его спектральную характеристику под средний глаз наблюдателя без существенной потери в чувствительности. Интегральная чувствительность средних промышленно выпускаемых селеновых фотоэлементов составляет 400—500 мкА/лм, что в практике фотометрической лаборатории вполне достаточно и не требует применения дополнительных усилительных устройств. Селеновые фотоэлементы обладают хорошей (в пределах 3%) равномерностью чувствительности по слою, малой утомляемостью, допускают использование при освещенностях до 3—5 тыс. лк.

Благодаря достаточно высокому (порядка 10^3 — 10^5 Ом) сопротивлению запирающего слоя фотоэлемент не требует применения в цепи нагрузки низкоомных регистраторов тока и с успехом используется с микроамперметрами настольного типа. Компактное конструктивное оформление фотоэлемента позволяет использовать его в измерительных схемах для регистрации световых потоков в плоскости изображения разнообразных оптических приборов. Все эти достоинства делают селеновые фотоэлементы наиболее применимыми приемниками излучения для видимой области спектра (400—700 нм) при измерении световых потоков в диапазоне от 1 до 10^{-3} лм.

Для регистрации световых потоков, величины которых менее 10^{-3} лм, применяют фотоумножители, или вакуумные фотоэлементы с дополнительными усилительными устройствами. В видимой области спектра хорошо зарекомендовал себя как достаточно надежный фотометрический приемник малогабаритный фотоэлектронный умножитель ФЭУ-27. В умножителе ФЭУ-27 применен полупрозрачный торцовый висмутосеребряно-цезиевый катод.

Область спектральной чувствительности умножителя 300—800 нм, положение максимума чувствительности 400—500 нм. Благодаря широкому диапазону спектральной чувствительности фотоумножителя ФЭУ-27 возможно применение его в качестве приемника излучения в сочетании с набором избирательно поглощающих светофильтров, приводящих его кривую спектральной чувствительности к относительному распределению чувствительности изопанхроматических фотоматериалов. Контроль параметров оптических систем, предназначенных в дальнейшем к эксплуатации с телевизионной аппаратурой, рационально выполнять с помощью фотоэлектронных умножителей типа ФЭУ-51 и ФЭУ-38, спектральные характеристики которых близки к диапазону чувствительности приемных телевизионных трубок.

На рис. 5 показаны спектральные характерные чувствительности ряда фотоумножителей. Описание технических возможностей, рекомендации по включению и использованию умножителей, ассортимент выпускаемых приборов содержатся в литературе [67, 69].

Для регистрации потоков излучения в области 0,6—1,2 мкм используют сернисто-серебряные фотоэлементы вентильного типа (ФЭСС-У). Конструктивное оформление ФЭСС-У аналогично се-

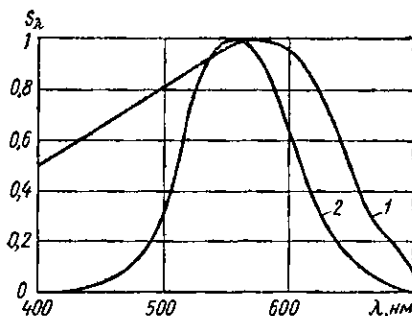


Рис. 4. Спектральная чувствительность:

1 — селенового фотоэлемента; 2 — среднего глаза наблюдателя

леновому фотоэлементу. Интегральная чувствительность ФЭСС-У составляет примерно 10 мА/лм, внутреннее сопротивление 10^3 — 10^4 Ом, сопротивление запирающего слоя фотоэлемента при освещенностях порядка 500—1000 лк уменьшается в 10—15 раз, поэтому в лабораторной практике измерительная пара с сернисто-серебряным приемником излучения должна быть тщательно выверена на линейность в рабочем диапазоне освещенностей. Чаще всего сернисто-серебряный фотоэлемент применяют как индикатор излучения в ближней ИК области спектра, например при градуировке монохроматоров и спектрометров путем регистрации известных спектров излучения.

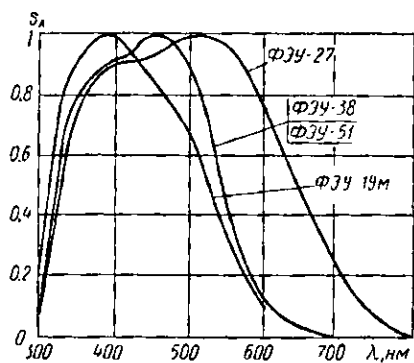


Рис. 5. Спектральная чувствительность некоторых фотоумножителей

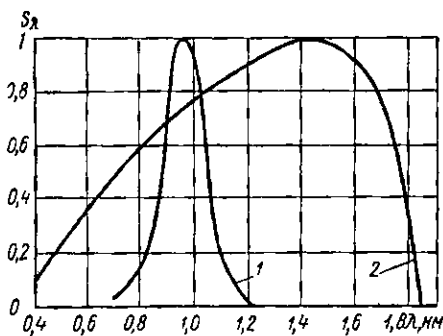


Рис. 6. Спектральная чувствительность фотодиода:

1 — кремниевый; 2 — германиевый

Особую группу приемников излучения составляют фотодиоды. Современные фотодиоды, изготавливаемые на основе германия и кремния, могут работать как в фотодиодном (при значительных внешних напряжениях, приложенных в обратном направлении), так и в вентильном режимах.

Спектральные характеристики фотодиодов представлены на рис. 6. Интегральная чувствительность фотодиодов определяется как приращение тока, текущего через диод, к вызвавшему его световому потоку, в $\frac{\text{мА}}{\text{лм}}$:

$$S = \frac{\Delta I}{\Delta \Phi}.$$

Как правило, интегральная чувствительность фотодиода определяется для стандартного источника света с $T_{\text{цв}} = 2360^\circ \text{ К}$ и при значении внешнего приложенного к нему напряжения 1 В. Промышленность выпускает ряд кремниевых и германиевых фотодиодов, значения интегральной чувствительности которых в зависимости от типа диода колеблются в диапазоне от 10 до 20 мА/лм.

В лабораторной практике удобно использовать фотодиоды в качестве измерительного приемника излучения в ближней инфракрасной области спектра, причем из-за малых размеров приемной площадки фотодиода для удобства пользования следует монтировать диод в стенке светомерного шара, как показано на рис. 7. Светочувствительная площадка фотодиода располагается за отверстием в стенке шара со стороны приемного отверстия, под углом $30-45^\circ$ к оси падающего в шар потока излучения.

Для измерения потоков излучения в области от 1 до $3,5-4$ мкм используются сернисто-свинцовые фоторезисторы. Выпускается несколько конструктивных модификаций малогабаритных сернисто-свинцовых фоторезисторов, напри-

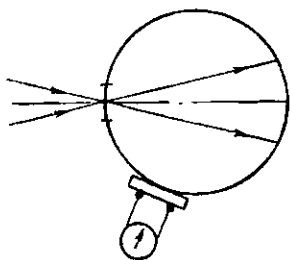


Рис. 7. Схема размещения измерительного фотодиода в шаре

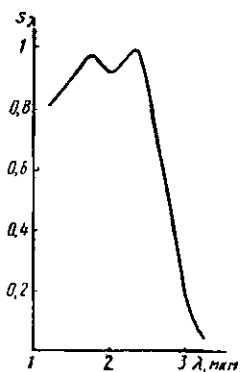


Рис. 8. Спектральная чувствительность сернисто-свинцового фоторезистора

мер, в виде шайбы в оправе с выведенными прижимными или штырьковыми контактами для включения в измерительную цепь. Для специальных целей изготавливаются фоторезисторы в герметизированном корпусе.

Спектральная характеристика сернисто-свинцового фоторезистора показана на рис. 8. Максимальная спектральная чувствительность расположена в области $1,8-2$ мкм, длинноволновую границу чувствительности сернисто-свинцового фоторезистора можно сместить в ИК область спектра, применяя охлаждение приемника до температуры $150-170^\circ \text{C}$. Рабочее напряжение сернисто-свинцовых фоторезисторов промышленного типа $20-40$ В, интегральная чувствительность при напряжении 20 В составляет 10 мА/лм. Так как сернисто-свинцовые фоторезисторы в основном применяются как приемники теплового излучения, принято характеризовать их в энергетических, а не в световых единицах измерения. Интегральная чувствительность к температурному излучателю с $T_{\text{цв}} = 2400^\circ \text{K}$, выраженная в энергетических единицах, составит $0,3-0,8$ А/Вт. Сернисто-свинцовые фоторезисторы имеют сравнительно небольшую инерционность, что позво-

яет использовать их в измерительных схемах с механической модуляцией измеряемого светового потока. Эксплуатация таких измерительных схем не требует защиты от внешних источников света, что облегчает проведение лабораторных исследований.

Все рассмотренные приемники излучения относятся к классу селективных, избирательно реагирующих на излучение различных длин волн, однако существует группа тепловых приемников, величина сигнала которых зависит только от величины регистрируемого излучения независимо от его спектрального состава. Принцип действия этих приемников основан на преобразовании возникающей под влиянием поглощенной энергии разности температур в спае двух металлов в энергию электрического тока, регистрируемую как отклонение рамки чувствительного гальванометра. Для тепловых приемников излучения величина регистрируемого тока с большой степенью точности пропорциональна падающему потоку Φ :

$$I = s\Phi,$$

где I — вырабатываемый ток;

S — чувствительность приемника.

Спаи помещают в вакуумный сосуд с окном из материала, прозрачного в широкой области спектра. Вблизи по устройству к описанной термопаре болометры, представляющие собой две металлические полоски, включенные в два плеча измерительного моста. Обе полоски расположены близко друг к другу, и перед началом измерений температуры их равны. Измеряемое излучение попадает только на одну полоску, возникающий разбаланс моста усиливается и регистрируется.

Тепловые приемники применяются для регистрации потоков излучения в инфракрасной области спектра в лабораторных спектрометрах и спектрофотометрах. Как правило, их используют при низкочастотной механической модуляции падающего потока излучения. Некоторые характеристики тепловых приемников приведены в табл. 9.

Таблица 9

Приемник	Площадь в мм ²	Постоянная времени в мс	Минималь- ная регист- рируемая мощность в 10 ⁻⁹ Вт	Минималь- ный регист- рируемый поток в 10 ⁻⁹ Вт/см ²	Предел чув- ствительности в 10 Вт ⁻¹
Болометр (никелевая пол- оска)	6	4	3,3	50	3
Болометр (сверхпроводя- щий)	1	0,5	0,02	2	500
Термопара Шварца	1,5	8	2	12	5

При выборе приемника излучения в той или иной измерительной схеме необходимо принимать во внимание чувствительность — отношение сигнала к измеряемому потоку энергии и предел чувствительности — величину, обратную минимальному потоку, который можно зарегистрировать при определенных стандартных условиях.

Последняя величина в основном определяет погрешность измерений в случае, когда величина потока превосходит предел чувствительности. Возможности приемников излучения ограничены различного вида «шумами» измерительной схемы, исключающими рациональность дальнейшего усиления, так как одновременно усиление полезного сигнала и «шума» не дает никаких преимуществ.

В лабораторной практике в качестве приемников излучения широко применяют фотографические материалы. При заданном спектральном составе падающего на фотоматериал света (например, дневного) почернение (оптическая плотность) является функцией светового потока и времени экспонирования:

$$D = f(H),$$

где H — экспозиция, в первом приближении определяемая по формуле

$$H = Et,$$

здесь E — освещенность;

t — время экспонирования.

Зависимость оптической плотности от логарифма экспозиции в общем случае изображается графиком, называемым в сеиситометрии характеристической кривой фотоматериала (рис. 9). На этом графике различают три области:

1 — область недодержек, в которой световой поток производит очень малое фотографическое действие;

2 — линейная область, или область нормальных почернений; угол наклона кривой этого участка обычно называется коэффициентом контрастности фотоматериала γ ;

3 — область передержек, в которой дальнейшее увеличение длительности экспозиции дает малое изменение почернения или совсем не изменяет его. В линейной области фотографическому материалу присущи некоторые свойства линейного приемника излучения. Определение минимальной экспозиции, необходимой для образования изображения, достаточного, чтобы отличить его от фотографической вуали, во многих случаях имеет большой практический интерес.

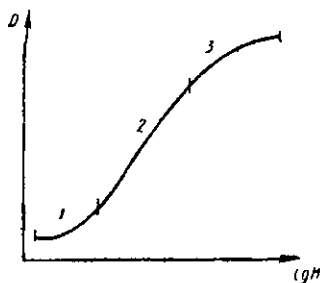


Рис. 9. Характеристическая кривая фотоматериала

Фотографическая фотометрия использует способ измерения световых потоков, основанный на регистрации светового потока на фотоматериале с последующим фотометрированием полученных почернений и переходом к величине освещенности. Методы фотографической фотометрии используют для определения световых потоков, например кратковременных вспышек, или потоков, сконцентрированных на малых площадях. Однако чувствительность метода фотографической фотометрии так же ограничена порогом чувствительности, как и в обычной фотометрии, использующей приемники излучения, основанные на фотоэффекте.

Причина ограничения чувствительности в методе фотографической фотометрии заключается в нерегулярном распределении зерен в фотографической эмульсии, приводящем к эффекту, аналогичному «шуму» в других приемниках излучения. При проявлении некоторое число зерен подвергается почернению, причем частично и в неэкспонированной области фотоматериала. Число почерневших зерен на участке фотоматериала при заданной экспозиции зависит от статистической флуктуации, которая увеличивается при уменьшении фотометрируемой площади. Этот «шум» ограничивает возможность фотографического воспроизведения мелких деталей изображения и определяет предел чувствительности фотоматериала как приемника излучения [19].

Среднюю статистическую флуктуацию почернения можно выразить как среднее квадратическое отклонение $\overline{\Delta D}^2$, пропорциональное $1/S$, где S — площадь фотометрируемого участка, содержащая $\bar{N}$ — среднее статистическое число почерневших зерен при заданной экспозиции:

$$\overline{\Delta D}^2 = \frac{G}{S},$$

где G — величина, постоянная для данного вида фотоматериала.

Ассортимент и технические характеристики современных фотографических материалов приведены в специальной литературе [14, 15].

3. Погрешности измерений и обработка результатов

Любые измерения неизбежно сопровождаются погрешностями, имеющими весьма разнообразный характер. В практике оптических измерений различают три основных типа погрешностей: систематические, случайные и промахи (грубые ошибки).

Систематическими погрешностями называют такие, величина которых одинакова во всех измерениях, проводимых одним и тем же способом с помощью одних и тех же измерительных приборов при неизменных внешних условиях. Систематические погрешности можно учесть и исключить при обработке результатов

измерений. Среди систематических погрешностей можно выделить три характерные группы.

1. Погрешности, природа которых известна, а величина их может быть достаточно точно определена теоретически. Например, при измерении показателя преломления жидкости в видимой области спектра можно с высокой точностью учесть влияние температуры на показатель преломления, пользуясь формулой

$$n = n_t + k(t - 20),$$

где n — показатель преломления жидкости при температуре 20°C ;

n_t — то же при температуре измерения;

k — температурный коэффициент показателя преломления (для большинства жидкостей, используемых в оптических измерениях, $k \approx 4 \cdot 10^{-4}$);

t — температура жидкости в момент измерения.

2. Погрешности известного происхождения, но неизвестной величины. Строго говоря, такие погрешности не могут быть исключены, но их максимальное значение, как правило, известно. Примером такого рода погрешностей могут служить погрешности, вносимые направляющими измерительных микроскопов, которые невозможно изготовить абсолютно прямолинейно. Однако в аттестатах микроскопов указаны предельные погрешности, вносимые направляющими, что можно учесть при обработке результатов измерений.

3. Погрешности, постоянно действующие при многократных измерениях, но неизвестные экспериментатору. Например, при измерении показателя преломления плоско-параллельной пластинки с помощью микроскопа путем наведения его на поверхности пластинки в зоне измерения может оказаться свиль, расположенная вдоль оси микроскопа. Многократные измерения не избавят нас от совершенно ложного результата, так как мы будем измерять показатель преломления свили, а не плоско-параллельной пластинки. Этот тип погрешностей является наиболее опасным, хотя и редко встречающимся. В ответственных случаях для исключения таких погрешностей необходимо выполнять измерения другим способом.

Случайными погрешностями называются такие, величина которых заранее неизвестна для измерений, выполненных одним и тем же способом. Появление случайных погрешностей вызвано рядом причин, действие которых неодинаково при каждом измерении. Правила определения случайных погрешностей изучают в теории ошибок, основанной на законах теории вероятностей. В дальнейшем рассмотрим лишь некоторые положения теории ошибок, необходимые для обработки результатов измерений.

Промахами, или грубыми ошибками, называют такие результаты, величина которых резко отличается от любого из полученного ряда значений измеряемой величины. Источником грубых

ошибок чаще всего являются невнимательность экспериментатора или резко и кратковременно изменившиеся условия измерения. Грубые ошибки обязательно исключаются из ряда измерений и выявляются при контрольных измерениях.

Качество измерений принято также характеризовать *абсолютной* и *относительной* погрешностями. Под абсолютной погрешностью понимают разность

$$\Delta x = x - x_0,$$

где x — измеренная величина;

x_0 — ее истинное значение.

Относительная погрешность

$$\Delta x_{\text{отн}} = \frac{\Delta x}{x_0} 100\%.$$

При определении абсолютной и относительной погрешностей чаще всего вместо истинного значения x_0 принимают среднее арифметическое из ряда измерений, т. е. полагают $x_0 = x_{\text{ср}}$.

Рассмотрим методику обработки результатов измерений в наиболее типичных практических случаях.

Погрешности ряда дискретных измерений. Предположим, что измерения некоторой величины x_0 проведены одним и тем же наблюдателем при неизменных условиях с помощью одного и того же прибора, в результате чего получен ряд значений: $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n$. Прежде всего определяют среднее арифметическое из полученных результатов:

$$x_{\text{ср}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} x_i,$$

где n — число измерений.

Установлено, что для надежной оценки результатов вполне достаточно $n = 10$. В повседневной практике обычно выполняют пять измерений.

Далее по формуле Бесселя определяют среднюю квадратическую ошибку, характеризующую точность данного ряда измерений:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{i=n} (x_i - x_{\text{ср}})^2}{n - 1}}.$$

Важным свойством средней квадратической ошибки является ее надежность в оценке точности при ограниченном числе измерений.

Точность одного измерения можно характеризовать также величиной вероятной ошибки

$$\rho = \pm 0,674\sigma,$$

определяющей границу значений случайных погрешностей с вероятностью 50%.

Теоретическим и опытным путем установлено, что случайная или вероятная ошибка измерения не превосходит утроенной средней квадратической ошибки, т. е. величины $\pm 3\sigma$.

Далее определяют среднюю квадратическую σ_x , вероятную ρ_x и предельную v_x погрешности среднего арифметического для данного ряда измерений:

$$\sigma_x = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}; \quad \rho_x = \pm 0,674\sigma_x; \quad v_x = \pm 3\sigma_x.$$

Таким образом, в каждом случае результаты измерения можно представить в виде

$$x_0 = x_{\text{ср}} \pm \sigma_x;$$

$$x_0 = x_{\text{ср}} \pm \rho_x;$$

$$x_0 = x_{\text{ср}} \pm v_x.$$

На практике чаще всего за истинное значение величины x_0 принимают $x_{\text{ср}}$, определенное из пяти измерений.

Погрешности косвенных измерений. Часто некому величину x нельзя измерить непосредственно, ее можно определить только косвенным путем в результате измерения других величин $y, z, \dots, u$, связанных с ней в общем случае функциональной зависимостью

$$x = f(y, z, \dots, u).$$

Полный дифференциал этой функции имеет вид

$$dx = \frac{\partial f}{\partial y} dy + \frac{\partial f}{\partial z} dz + \dots + \frac{\partial f}{\partial u} du,$$

а средняя квадратическая ошибка величины x определяется по формуле

$$\sigma_x = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2 \sigma_z^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial u}\right)^2 \sigma_u^2},$$

где $\sigma_y, \sigma_z, \dots, \sigma_u$ — средние квадратические ошибки прямых измерений величин $y, z, \dots, u$.

Дальнейшую обработку результатов измерения выполняют в порядке, аналогичном рассмотренному для ряда дискретных измерений.

Контроль оптических материалов

1. Основные требования и характеристики оптического стекла

Оптическое стекло является основным материалом для оптических приборов. Параметрами, характеризующими оптические свойства стекла, являются показатель преломления n_D , средняя дисперсия $n_F - n_C$ и коэффициент дисперсии Аббе:

$$v_D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C},$$

где n_D — показатель преломления для длины волны $\lambda = 589,3$ нм (желтая линия D спектра натрия); n_F и n_C — соответственно показатели преломления для длин волн $\lambda = 486,1$ нм и $\lambda = 656,3$ нм (синяя и красная линии спектра водорода).

Типы оптических бесцветных стекол устанавливают в зависимости от расположения на координатном поле диаграммы n_D (v_D) (рис. 10). Исключения составляют особые флинты, которые могут находиться на любом из участков поля диаграммы.

Показатель преломления n_D для существующих марок оптического стекла имеет дискретные значения в диапазоне 1,44—1,8.

Особенностью лантановых стекол (тип СТК) является сочетание большого показателя преломления ($n_D = 1,6594 \div 1,7424$) с небольшой дисперсией ($n_F - n_C = 0,0115 \div 0,1534$). Стекла с окислами таллия (тип СТФ) имеют большой показатель преломления и большую дисперсию.

В видимой области спектра показатели преломления оптических стекол определяются для следующих длин волн: $\lambda = 404,7$ (линия спектра h); 434,1 (G'); 435,8 (g); 486,1 (F); 546,1 (e); 587,6 (d); 589,3 (D); 656,3 (C); 766,5 (A') нм. Показатели преломления оптических стекол для ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областей спектра приведены в справочной литературе.

Оптическое бесцветное стекло изготавливают серии 0 (с нумерацией марок от 1 до 100) — обычное стекло и серии 100 (с нумерацией марок от 101 до 199) — стекло, мало темнеющее под действием ионизирующего излучения.

Оптическое бесцветное стекло разделяют на категории и классы по следующим показателям качества:

1) допускаемым отклонениям показателя преломления n_D и средней дисперсии $n_F - n_C$ от значений, установленных для стекла каждой марки; 2) однородности партии заготовок стекла по показателю преломления и средней дисперсии; 3) оптической однородности; 4) двойному лучепреломлению; 5) коэффициенту светопоглощения; 6) бесцветности; 7) пузырности.

Согласно ГОСТу 3514—67, по допускаемым отклонениям показателя преломления и средней дисперсии для стекла каждой марки значений устанавливается пять категорий: 0, 1, 2, 3 и 4. Для категории 0 допускаемые отклонения показателя преломления n_D составляют $\pm 3 \cdot 10^{-4}$, средней дисперсии $\pm 3 \cdot 10^{-5}$, для категории 4 соответственно $\pm 20 \cdot 10^{-4}$ и $\pm 20 \cdot 10^{-5}$. В зависимости от однородности партии заготовок стекла по показателю преломления и средней дисперсии устанавливаются три класса: А, Б и В. По оптической однородности устанавливаются две системы оценок заготовок стекла в зависимости от их размеров. Для заготовок диаметром (или со сторонами) не более 150 мм устанавливаются пять категорий оптической однородности, характеризующихся численным значением отношения угла разрешения φ коллиматорной установки, в параллельный пучок лучей которой введена заготовка стекла, к теоретическому углу разрешения φ_0 той же установки. Теоретический угол разрешения φ_0 принимается равным $120''/D$, где D — диаметр действующей диафрагмы коллиматора в миллиметрах, равный диаметру круглой заготовки или наименьшей стороне прямоугольной заготовки. Для заготовок диаметром более 150 мм устанавливаются пять категорий оптической однородности, характеризующихся наибольшим значением разности хода лучей $\delta_{\max}$, измеренной в рабочем направлении у края заготовки стекла, и равномерностью распределения разности хода $\delta_{\max} - \delta_{\min}$ по окружности или периметру заготовки. Эти величины обычно выражаются в нанометрах.

По двойному лучепреломлению устанавливаются шесть категорий, характеризующихся разностью хода двух лучей, на которые разделяется падающий поляризованный луч при прохождении в стекле.

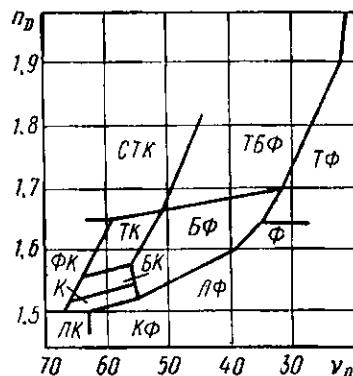


Рис. 10. Диаграмма типов оптических стекол:

ЛК — легкие кроны; ФК — фосфатные кроны; К — кроны; БК — баритовые кроны; ТК — тяжелые кроны; СТК — сверхтяжелые кроны; КФ — кроны-флинт; БФ — баритовые флинт; ТБФ — тяжелые баритовые флинт; ЛФ — легкие флинт; Ф — флинт; ТФ — тяжелые флинт

По коэффициенту светопоглощения устанавливаются семь категорий, характеризующихся отношением потока белого света, поглощенного стеклом на пути 1 см, к световому потоку в начале этого пути.

По бессвильности устанавливаются две системы оценки заготовок стекла в зависимости от их размеров. Для заготовок диаметром или со сторонами не более 300 мм и толщиной не более 60 мм устанавливаются две категории бессвильности, характеризующиеся отсутствием в заготовке стекла свилей указанного в ГОСТе 3521—69 оптического действия. Для заготовок диаметром (или со сторонами) более 150 мм устанавливаются пять категорий бессвильности (1к—5к), характеризующихся теневой картиной содержащихся в стекле свилей.

По пузыриности устанавливаются одиннадцать категорий и шесть классов. Категории пузыриности характеризуются диаметром наибольшего пузыря в заготовке (5 мм для 10-й категории, для 1-й категории пузыри не допускаются). Классы пузыриности характеризуются средним числом пузырей диаметром свыше 0,03 мм на 1 кг стекла (10 пузырей для класса А, 3000 пузырей для класса Е).

Большое распространение в оптических приборах находит кварцевое стекло, применяемое для конденсоров, линз объективов, призм и окон в спектральных и других приборах, работающих в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, а также для изготовления весьма точных зеркал и защитных стекол приборов, работающих в широком диапазоне температур. Кварцевое оптическое стекло по нормали НО 1660—62 (23.00.040) имеет три марки: КУ, КВ и КИ.

Марка КУ без заметной полосы поглощения при $\lambda = 240$ нм применяется для приборов, работающих в ультрафиолетовой области спектра; КВ — не свободное от полос поглощения при $\lambda = 240$ нм и $\lambda = 2700$ нм применяется для деталей, отвечающих требованиям термостойкости и жаропрочности; КИ — без заметной полосы поглощения при $\lambda = 2700$ нм применяется для деталей, работающих в инфракрасной области спектра.

Кроме марок кварцевого стекла, в нормале указаны размеры заготовок и допуски для размеров, технические требования, методы испытаний, маркировка, паспортизация, упаковка и физико-химические свойства кварцевого стекла.

2. Измерение показателей преломления и дисперсии

1. Видимая область спектра

Наиболее распространенными методами измерения показателей преломления и дисперсии оптических материалов в видимой области спектра являются гониометрические, рефрактометриче-

ские и интерференционные методы. Они обеспечивают необходимую в большинстве практических случаев точность измерений и выполняются на серийно выпускаемых приборах.

Гониометрические методы

Измерение показателей преломления на гониометре можно осуществить несколькими способами: по углу наименьшего отклонения, автоколлимационным способом и способом луча, нормально входящего в призму или нормально выходящего из нее. Рассмотрим каждый из них.

Способ угла наименьшего отклонения. При измерениях по этому способу необходимо из исследуемого стекла изготовить

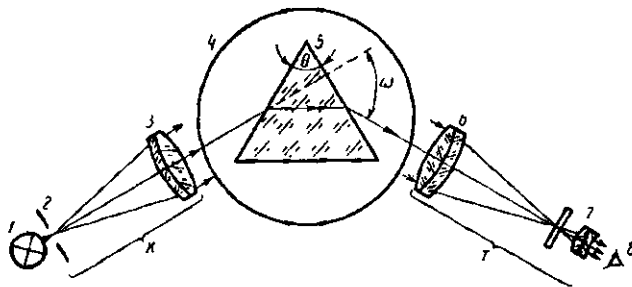


Рис. 11. Схема измерений показателя преломления на гониометре способом угла наименьшего отклонения:

1 — источник света; 2 — щель; 3 — объектив коллиматора K ; 4 — столик гониометра; 5 — исследуемая призма; 6 и 7 — соответственно объектив и окуляр зрительной трубы T ; 8 — глаз наблюдателя

двугранную призму с преломляющим углом $\theta \approx 60^\circ$, если показатель преломления $n < 1,65$. Для $n = 1,65 + 1,75$ угол $\theta = 50^\circ$, для $n > 1,75$ угол $\theta = 40^\circ$. Допустимое отклонение преломляющего угла призмы от указанных значений составляет $\pm 2^\circ$. Обе действующие грани призмы должны быть отполированы с точностью $1/4$ интерференционной полосы (контроль осуществляется плоским пробным стеклом). Размеры призм должны быть такими, чтобы возможно полнее использовать пучок лучей, выходящих из коллиматора гониометра. Рекомендуется изготовлять призмы с высотой не менее 10 мм.

Длина грани в направлении, параллельном главному сечению призмы, должна быть не менее 25 мм для $n < 1,7$; 30 мм для $n = 1,7 + 1,8$ и 35 мм для $n > 1,8$.

Сущность метода заключается в том, что призму устанавливают в особое положение по отношению к падающему на нее параллельному пучку лучей так, чтобы угол ω отклонения лучей призмой имел минимальное значение из всех возможных углов отклонения для данной призмы (рис. 11). Можно показать, что в этом случае внутри лучи призмы идут перпендикулярно бис-

сектрисе преломляющего угла призмы θ , а показатель преломления призмы связан с углами θ и ω зависимостью

$$n = \frac{\sin \frac{\theta + \omega}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}}. \quad (3)$$

Измерив на гониометре углы θ и ω , можно по приведенной формуле вычислить показатель преломления призмы для данной длины волны.

В качестве источников света для гониометров используются гелиевые разрядные трубки (желтая линия d), натриевые лампы (желтая линия D), водородные разрядные трубки (красная линия C , голубая линия F и фиолетовая линия G'), ртутные лампы (зеленая линия e , фиолетовые линии g и h). Источник света выбирается в зависимости от длины волны, для которой измеряется показатель преломления.

Подготовка гониометра к работе заключается в том, что коллиматор и зрительную трубу выверяют на бесконечность, а визирные оси коллиматора и зрительной трубы располагают перпендикулярно оси вращения гониометра. Щель коллиматора должна быть параллельна оси вращения гониометра. Способы обеспечения этих требований подробно изложены в руководствах к использованию гониометром.

Преломляющий угол призмы θ определяется с помощью автоколлимационной зрительной трубы T , ось которой последовательно устанавливается перпендикулярно к преломляющим граням призмы. Положения фиксируются в момент совмещения перекрестия сетки окуляра зрительной трубы с автоколлимационным изображением этого же перекрестия. При этом отсчитываются углы φ_1 и φ_2 по лимбу гониометра, а угол θ определяется по формуле

$$\theta = 180^\circ - (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Для измерения угла ω призму устанавливают на столике гониометра так, чтобы световые пучки, падающие на ее грани и преломляющиеся на них, занимали середину отверстий объективов коллиматора и зрительной трубы. Далее столик с призмой поворачивают так, чтобы биссектриса преломляющего угла призмы составляла с осью коллиматора острый угол порядка 60° , закрепляют их в этом положении и поворачивают зрительную трубу к основанию призмы, пока в поле зрения не появится изображение щели коллиматора. В этом положении зрительной трубы столик с призмой слегка поворачивают в обе стороны, наблюдая за движением изображения щели. Пройдя некоторое расстояние в поле зрения, изображение щели на мгновение останавливается в положении наименьшего отклонения, а затем начинает двигаться в обратном направлении. Закрепив столик с призмой в положении

наименьшего отклонения, поворачивают зрительную трубу и совмещают ее перекрестие с изображением щели, после чего закрепляют зрительную трубу. Слегка поворачивая столик с призмой микрометрическим винтом вместе с отсчетным лимбом в ту и другую сторону, проверяют, соответствует ли установка трубы углу наименьшего отклонения. Если при малых поворотах столика с призмой изображение щели несколько смещается с перекрестия в сторону преломляющего угла призмы, то, установив призму в положение, соответствующее крайнему положению изображения, исправляют установку зрительной трубы.

Точно совместив центр перекрестия с изображением щели в положении наименьшего отклонения, снимают первый отсчет. Затем поворачивают трубу при закрепленном лимбе до тех пор, пока в поле зрения не появится прямое изображение щели, построенное без участия призмы, и снимают второй отсчет. Если призма полностью перекрывает все выходящие из коллиматора лучи, то ее необходимо снять со столика гониометра. Разность полученных отсчетов равна углу наименьшего отклонения ω для данной длины волны.

Точность определения показателя преломления вычисляют по формуле, которую получают дифференцированием выражения (3):

$$\Delta n = \frac{\sin \frac{\omega}{2}}{2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \Delta \theta + \frac{\cos \frac{\theta + \omega}{2}}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \Delta \omega.$$

Если положить $n = 1,6$, $\theta = 60^\circ$, то $\Delta n = 0,6 \Delta \omega + 0,8 \Delta \theta$.

Погрешность $\Delta \omega$ в измерении угла наименьшего отклонения несколько больше погрешности $\Delta \theta$ в измерении преломляющего угла призмы, так как вследствие дисперсии изображение щели коллиматора размыто. Если принять $\Delta \omega = \Delta \theta$, то

$$\Delta n = 1,4 \Delta \omega.$$

Из этой формулы видно, что при измерениях углов θ и ω с точностью $\Delta \theta = \Delta \omega = 2''$ обеспечивается измерение показателя преломления с точностью $\pm 1,4 \cdot 10^{-6}$; при $\Delta \theta = \Delta \omega = 5''$ получим $\Delta n = \pm 3,5 \cdot 10^{-6}$.

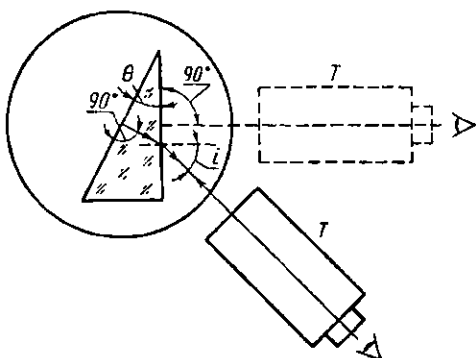
Проф. Г. В. Погарев предложил [56] весьма простую и удобную формулу для определения погрешности измерения показателя преломления:

$$\Delta n \approx \frac{0,0002}{l},$$

где l — длина основания (базиса) призмы в мм.

Эта формула получена в предположении, что ни объектив коллиматора, ни объектив зрительной трубы не ограничивают световых пучков при измерениях углов θ и ω .

Автоколлимационный способ. Призма с преломляющим углом, близким к 30° , устанавливается на столик гониометра (рис. 12). Измерения выполняются только с помощью автоколлимационной зрительной трубы T , которая устанавливается в два положения. В первом положении (штриховая линия на рис. 12) ось трубы устанавливается перпендикулярно любой из двух граней призмы, например катетной, что фиксируется по совпадению автоколлимационного изображения перекрестия с самим перекрестием. Снимается первый отсчет. Затем поворачивают зрительную трубу к основанию призмы до получения автоколлимации от гипотенузной грани и снимают второй отсчет. Разность двух отсчетов есть



угол i . Преломляющий угол θ призмы должен быть известен или измерен описанным выше способом. Показатель преломления вычисляется по формуле

$$n = \frac{\sin i}{\sin \theta}.$$

Дифференцируя это выражение, получим

$$\Delta n = \operatorname{cosec} \theta (\cos i \Delta i + \Delta \theta \sin i \operatorname{ctg} \theta).$$

Если принять $n = 1,6$, $\theta = 30^\circ$, то

$$\Delta n = 2(0,6 \Delta i + 0,8 \sqrt{3} \Delta \theta).$$

Полагая $\Delta i = \Delta \theta$, получим $\Delta n \approx 4 \Delta i$, что почти в 3 раза больше, чем Δn в способе угла наименьшего отклонения, если углы измерялись с одинаковой точностью.

Способ луча, нормально входящего или нормально выходящего из призмы. Измерения выполняются с помощью коллиматора и зрительной трубы (рис. 13).

Призма имеет такую же форму, как и в предыдущем способе. Вначале совмещают изображение щели коллиматора K с центром перекрестия зрительной трубы. Призму устанавливают на столик гониометра так, чтобы одна из ее граней была перпендикулярна оси зрительной трубы (проверка по автоколлимации), и снимают первый отсчет. Затем поворачивают столик с призмой точно на 180° , что обеспечивает нормальное падение лучей, вышедших из коллиматора, на катетную грань призмы.

Далее поворачивают зрительную трубу к основанию призмы до совмещения изображения щели с центром перекрестия, и снимают второй отсчет. Разность двух отсчетов дает угол i . Очевидно, что

$$n = \frac{\sin(\theta + i)}{\sin \theta}. \quad (4)$$

При измерениях по способу луча, нормально выходящего из призмы, после установки зрительной трубы перпендикулярно к катетной грани, столик с призмой жестко соединяется со зрительной трубой и как одно целое поворачивается до совмещения изображения щели с центром перекрестия (в этом случае коллиматор и зрительная труба как бы меняются местами по сравнению со

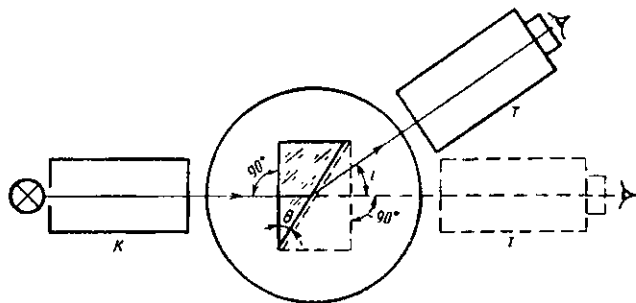


Рис. 13. Способ луча, нормально входящего или нормально выходящего из призмы при измерении показателя преломления на гониометре

способом луча, нормально входящего). Показатель преломления вычисляется по той же формуле (4), дифференцируя которую по независимым переменным θ и i , получаем

$$\Delta n = \sin i [\operatorname{cosec}^3 \theta \Delta \theta + (\operatorname{ctg} i \operatorname{ctg} \theta - 1) \Delta i].$$

Положив $\theta = 30^\circ$, $n = 1,6$, получим

$$\Delta n \approx 0,36 (4\Delta \theta + 3,1\Delta i).$$

Если, как и в предыдущих случаях, $\Delta i = \Delta \theta$, то $\Delta n \approx 2,8\Delta i$, что почти в 2 раза больше, чем в способе угла наименьшего отклонения, но в 1,5 раза меньше, чем в автоколлимационном способе.

Дисперсию на гониометре можно определить двумя способами: измерением показателей преломления для соответствующих длин волны и вычислением их разности и путем использования формул, полученных дифференцированием основной формулы для нахождения показателя преломления. Второй способ более точен, так как разность двух близких по величине углов можно измерить более точно, чем сами углы. Определение дисперсии можно выполнить по различным формулам:

для способа угла наименьшего отклонения

$$\Delta n = -\frac{\cos \frac{\theta + \omega}{2}}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \Delta \omega;$$

для автоколлимационного способа

$$\Delta n = \frac{\cos i}{\sin \theta} \Delta i;$$

для способа луча, нормально входящего или нормально выходящего,

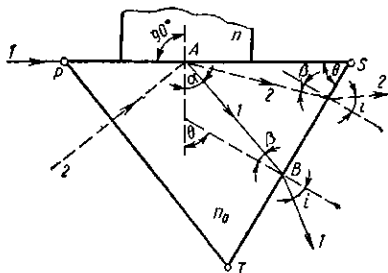
$$\Delta n = \sin i (\operatorname{ctg} i \operatorname{ctg} \theta - 1) \Delta i.$$

Основными недостатками гониометрических способов измерения показателя преломления являются: необходимость изготовления призмы сравнительно больших размеров и высокого качества; трудоемкость измерений и последующих точных вычислений; тщательная выверка гониометра перед измерениями.

Рефрактометрические методы

Эти методы основаны на использовании явления полного внутреннего отражения, возникающего только в тех случаях, когда лучи света идут из среды оптически более плотной в менее плотную, причем углы падения лучей должны быть равными или большими угла полного внутреннего отражения i_m :

$$\sin i_m = \frac{n}{n_0},$$



где n и n_0 — показатели преломления сред, причем $n_0 > n$.

Сущность рефрактометрических методов поясняется на рис. 14, где PST — эталонная призма, показатель преломления которой n_0 и угол θ точно измерены заранее.

На грань PS установлен исследуемый образец стекла с показателем преломления n . Пусть в некоторой точке A луч PA испытает полное внутреннее отражение. Дальнейший ход этого луча обозначен цифрой 1. Очевидно, что существует и другой луч 2, который в этой же точке A испытывает полное внутреннее отражение.

Согласно закону преломления для точек A и B получим

$$n = n_0 \sin \alpha; \quad (5)$$

$$\sin \beta = \frac{\sin i}{n_0}.$$

Очевидно, что

$$\alpha = \theta \pm \beta,$$

где знак «плюс» соответствует ходу луча 2, знак «минус» — ходу луча 1.

Подставляя последовательно значения α и $\sin \beta$ в формулу (5), получим общую зависимость, на которой основана теория рефрактометрических методов:

$$n = \sin \theta \sqrt{n_0^2 - \sin^2 i} \pm \cos \theta \sin i. \quad (6)$$

В частном случае, когда $\theta = 90^\circ$ (рефрактометры типа Пульфриха), получим

$$n = \sqrt{n_0^2 - \sin^2 i}. \quad (7)$$

При $\theta = 60^\circ$ (рефрактометры типа Аббе)

$$n = 0,5 \left[\sqrt{3(n_0^2 - \sin^2 i)} \pm \sin i \right].$$

Как видно из формулы (6), для определения показателя преломления n необходимо и достаточно измерить лишь один параметр — угол i , так как показатель преломления n_0 эталонной

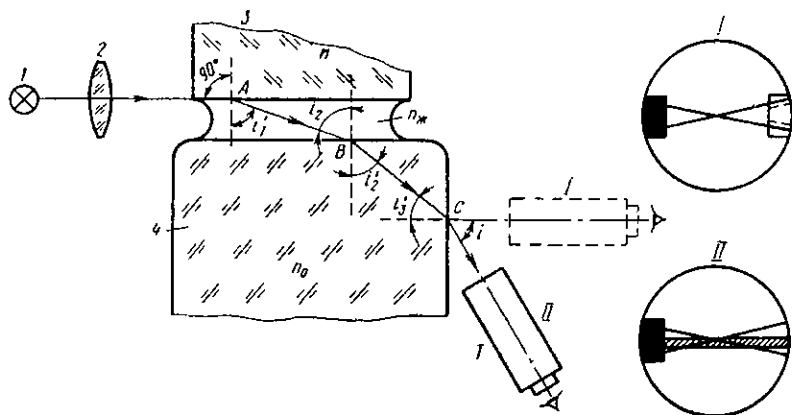


Рис. 15. Принципиальная схема рефрактометра типа Пульфриха:

1 — источник света; 2 — конденсор; 3 — исследуемый образец; 4 — эталонная призма

призмы и ее угол θ являются константами прибора и известны с высокой точностью. Измеряемый образец может иметь более простую форму, чем образец в гониометрических методах, так как необходимо обеспечить отражение лучей только на плоской границе контакта образца с эталонной призмой. Поэтому рефрактометрические методы в отличие от гониометрических обеспечивают возможность быстрого определения показателя преломления, что является их важным достоинством.

Выпускаются три типа рефрактометров: ИРФ-22 (типа Аббе) и ИРФ-23 (типа Пульфриха) для твердых и жидких тел, ИРФ-25 — только для твердых тел.

Наибольшее распространение в практике оптических измерительных лабораторий нашел рефрактометр типа Пульфриха, принципиальная схема которого представлена на рис. 15. Между образцом 3 и призмой 4 введен слой жидкости, показатель преломления которой имеет промежуточное значение между показателями преломления образца и призмы, т. е. $n < n_{\text{ж}} < n_0$.

Слой жидкости имеет форму плоскопараллельной пластинки и поэтому не оказывает никакого влияния на результаты измерений. Действительно, согласно закону преломления для точек A , B и C (рис. 15)

$$n = n_{\text{ж}} \sin i_1' = n_{\text{ж}} \sin i_2 = n_0 \sin i_2';$$

$$n_0 \sin i_3 = n_0 \cos i_2' = \sin i,$$

откуда следует равенство (7).

Однако в том случае, когда слой жидкости имеет форму клина, возникает погрешность в измерении n :

$$\Delta n \approx n_{\text{ж}} \left(1 - \frac{n_0^2}{2n_{\text{ж}}^2} \right) \gamma,$$

где γ — угол клина жидкости.

Если принять $\Delta n = 1 \cdot 10^{-5}$; $n_{\text{ж}} = 1,6$; $n_0 = 1,7$, то $\gamma \approx 3''$. Клиновидность формы слоя жидкости можно контролировать путем непосредственного наблюдения интерференционных полос, которые располагаются параллельно ребру клина. Ширина полосы связана с углом клина γ и длиной волны света λ зависимостью

$$b = \frac{\lambda}{2n_{\text{ж}}\gamma}.$$

Таким образом, чтобы обнаружить клин с углом $\gamma = 3'' = 1,5 \cdot 10^{-5}$ при $\lambda = 0,6$ мкм и $n_{\text{ж}} = 1,6$, необходимо иметь рабочую грань образца не менее 15 мм.

Для повышения точности измерений образец легкими нажимами руки притирают так, чтобы совершенно уничтожить клин, или добиваются расположения интерференционных полос параллельно плоскости вращения трубы T (см. рис. 15), когда клиновидность жидкости не имеет значения.

Для выполнения измерений на рефрактометре типа Пульфриха из исследуемого стекла изготавливают образец в форме прямоугольного параллелепипеда размером $20 \times 20 \times 10$ мм. Две взаимно перпендикулярные грани образца полируют с точностью в две интерференционные полосы. Прямой угол между полированными гранями должен быть выполнен с точностью $\pm 10'$; фаски, выколки и завалы у ребра прямого угла недопустимы. Стекло образца не должно иметь видимых глазом свилей.

Полированные стороны образца и рабочую поверхность призмы протирают мягкой тканью, смоченной спиртом или бензином. На рабочую поверхность образца с помощью стеклянной палочки наносят каплю жидкости, показатель преломления которой должен быть больше показателя преломления исследуемого стекла. Для этой цели применяют альфа-монобромнафталин ($n_D = 1,66$), йодистый метилен чистый ($n_D = 1,74$) и йодистый метилен, насыщенный серой ($n_D = 1,79$). Испытуемый образец накладывают на

призму рефрактометра полированной поверхностью с каплей жидкости так, чтобы его другая полированная поверхность была обращена в сторону конденсора. Клиновидность слоя жидкости устраняют указанным выше способом. Окончательно установленный образец во время измерений трогать нельзя.

Источник света необходимо устанавливать так, чтобы его изображение проектировалось конденсором на плоскость, расположенную близко к входной грани эталонной призмы или непосредственно на прямой угол образца. При правильном положении источника света верхние границы спектральных линий, наблюдаемые в зрительную трубу, должны быть не только резкими, но и соответствовать действительным предельным границам выхода лучей данной длины волны. Увеличение резкости границ достигается сужением спектральных линий с помощью шторок с зубчатым краем у конденсоров, а также уменьшением рассеянного света, попадающего в зрительную трубу, с помощью диафрагмы у объектива трубы. Чтобы определить, является ли верхняя граница спектральной линии действительно предельной, поступают следующим образом. На верхнюю границу спектральной линии наводят перекрестие и наблюдают смещение спектральной линии при различных смещениях источника света, т. е. при сбивании установки. Если установка была правильной, то при смещении источника света в любом направлении спектральная линия будет смещаться только вниз от положения предельной границы. В этом случае источник света следует вернуть в первоначальное положение, которое, как показала проверка, было правильным. В противном случае добиваются такой установки источника света, при которой положение верхней границы спектральной линии было бы наивысшим при одновременной резкости этой границы и яркости спектральной линии.

Собственно процесс измерения сводится к измерению угла i (см. рис. 15), для чего зрительную трубу T сначала устанавливают перпендикулярно выходной грани эталонной призмы (положение I), что проверяют по автоколлимационному изображению перекрестия. Затем зрительную трубу поворачивают до совмещения центра перекрестия с верхней границей спектральной линии (положение II). В нижней части рис. 15 показан вид поля зрения для положений I и II зрительной трубы. Угол поворота зрительной трубы и представляет собой угол i . Подставляя найденное значение угла i в формулу (7), вычисляют значение n .

Для анализа точности определения коэффициента преломления n продифференцируем формулу (7) по переменной i :

$$\Delta n = \frac{\pm \sin 2i}{2n} \Delta i.$$

Очевидно, что погрешность Δn достигает максимального значения при $\sin 2i = 1$ и минимальном значении n . Если принять $n = 1,3$, то $(\Delta n)_{\max} \approx \pm 0,3 \Delta i$.

Таким образом, чтобы погрешность в определении n не превосходила $1 \cdot 10^{-4}$, достаточно измерить угол i с точностью $\Delta i = 1'$, что в несколько раз грубее, чем в наиболее точном гониометрическом способе измерения показателя преломления по углу наименьшего отклонения.

Другие погрешности измерений, связанные с точностью определения показателя преломления n_0 эталонной призмы и ее преломляющего угла θ , носят систематический характер и могут быть исключены при обработке результатов измерений. Требования к n_0 и θ учтены в выпускаемых приборах в виде соответствующих допусков на изготовление эталонной призмы. Точные значения n_0 для эталонных призм приведены в паспортах рефрактометров.

Для измерения средней дисперсии $\Delta n = n_F - n_C$ в качестве источника света используют водородную трубку, в спектре излучения которой содержатся соответствующие длины волн ($\lambda_F = 486,1$ нм и $\lambda_C = 656,3$ нм). Дисперсию вычисляют по формуле

$$\Delta n = \frac{\sin 2i}{2n} (i_F - i_C),$$

где i_F и i_C — углы поворота зрительной трубы рефрактометра для соответствующих спектральных линий.

Рефрактометр типа Аббе (ИРФ-22) позволяет измерять показатели преломления, используя подсветку снизу (ход луча 2 на рис. 14) естественным светом. Определение дисперсии основано на компенсационном принципе. В качестве компенсатора используются две спектральные призмы прямого зрения (призмы Амихи). Поворачивая призмы относительно друг друга, определяют такое их положение, при котором их дисперсия равна по величине, но противоположна по знаку дисперсии системы: исследуемый образец — эталонная призма. Однако точность измерения дисперсии сравнительно невысока.

Интерференционный метод И. В. Обреимова

Метод Обреимова [52] относится к числу иммерсионных, основанных на использовании явления исчезновения видимости контуров стекла, погруженного в жидкость. Это явление наблюдается на той длине волны монохроматического света, для которой показатели преломления жидкости и стекла одинаковы.

Основное отличие метода Обреимова от других иммерсионных методов заключается в том, что момент наступления равенства показателей преломления стекла и жидкостей устанавливается с очень высокой точностью по интерференционной картине, наблюдаемой у контуров стекла, помещенного в жидкость. Метод Обреимова не требует специально изготовленных образцов и позволяет измерить показатели преломления небольших осколков стекла,

лины с неизвестными радиусами, призм и т. п. Для измерения дисперсии точность метода можно повысить до $2 \cdot 10^{-5}$. Однако в практике оптических лабораторий этим методом обычно измеряют только показатели преломления с точностью $\pm 10^{-4}$.

Схема установки Обреимова изображена на рис. 16.

В кювету 2 наливают жидкость приблизительно с таким же показателем преломления, как и у испытуемого стекла. Иммер-

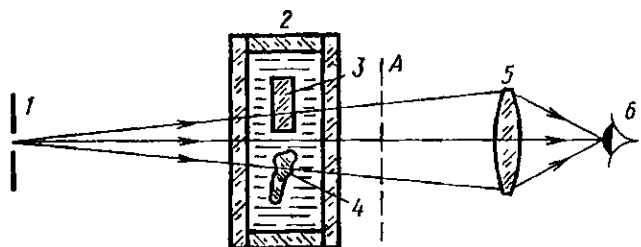


Рис. 16. Схема измерения показателей преломления по методу Обреимова:

1 — выходная щель монохроматора; 2 — кювета, склеенная из плоских пластинок оптического или зеркального стекла; 3 — эталонная пластина; 4 — испытуемый образец; 5 — лупа; 6 — глаз наблюдателя; А — плоскость фокусировки лупы

сионные жидкости в зависимости от показателей преломления стекла готовятся из следующих составляющих:

Состав иммерсионной жидкости	Показатель преломления стекла
Бензин с керосином	До 1,46
Керосин с альфа-монобромнафталином	1,46—1,66
Альфа-монобромнафталин с иодистым метиленом	1,66—1,74
Иодистый метилен с серой	1,76—1,79

Необходимый показатель преломления жидкости получается путем подбора соответствующих жидкостей [75], для чего можно использовать формулу

$$n = \frac{n_1 V_2}{V_1 + V_2} (n_2 - n_1),$$

где n — показатель преломления смеси;
 n_1 и n_2 — показатели преломления смешиваемых жидкостей, объемы которых соответственно равны V_1 и V_2 .

При измерениях с точностью $\pm 2 \cdot 10^{-5}$ кювету помещают в бак с плоскими стеклянными стенками. Бак наполняется водой комнатной температуры. При измерениях с точностью $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ такого термостатирования не требуется.

Эталоном служит плоскопараллельная стеклянная пластина 3, показатель преломления которой близок к показателю преломления испытуемого образца 4. Пластина должна иметь размеры не менее 8×8 мм и толщину 1—2 мм. Верхний угол пластины

сошлифован так, что образована треугольная площадка со сторонами 2—3 мм. Для увеличения точности желательно, чтобы толщина образца 4 в зоне измерений была не менее толщины эталона. Поэтому края осколка стекла не должны быть острыми.

Принцип измерения поясняется на рис. 17, где показаны кривые дисперсии эталона Э, испытываемого образца О и иммерсионной жидкости Ж. Дисперсия жидкостей всегда больше дисперсии обычных стекол. Поэтому, если кривые О и Э достаточно близки друг к другу, то всегда можно подобрать такую иммерсионную жидкость, что кривая Ж будет пересекать обе кривые О и Э в видимой области спектра, а пересечение кривых Ж и О произойдет вблизи заданной длины волн.

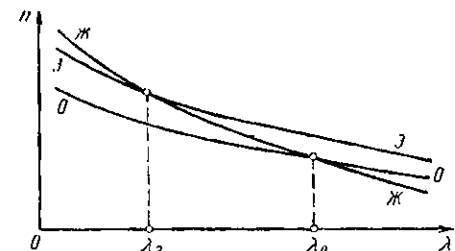


Рис. 17. К сущности метода Обреимова для измерения показателей преломления

Физическая сущность метода Обреимова основана на использовании интерференции лучей, дифрагированных на краях образца и эталона. Этот вид дифракции относится к френелевой дифракции, основное отличие которой от других видов дифракции заключается в том, что она локализована всюду

в пространстве после преграды, вызвавшей дифракцию. В методе Обреимова такой преградой служит эталон или образец.

Если для какой-либо длины волны λ_0 (см. рис. 17) показатели преломления жидкости и эталона одинаковы, то для лучей этой длины волны жидкость и эталон представляют собой оптически однородную среду. Никаких дифракционных явлений на краях эталона не возникает, поэтому в поле зрения лупы контуры эталона исчезают. На практике полного исчезновения не возникает по разным причинам: загрязнение поверхностей, более высокая прозрачность стекла по сравнению с жидкостью и т. п. Все сказанное правомерно и для образца при длине волны λ_0 .

В том случае, когда показатели преломления жидкости и эталона (или образца) неодинаковы, возникает дифракция лучей, т. е. отклонение их в область «геометрической тени», создаваемой эталоном. Эти лучи интерферируют между собой с разностью хода

$$\delta = (n_{\text{ж}} - n_{\text{э}}) d = m\lambda,$$

где $n_{\text{ж}}$ и $n_{\text{э}}$ — соответственно показатели преломления жидкости и эталона;

d — толщина эталона;

λ — длина волны света.

Всякий раз, когда m — целое число, вдоль рабочего ребра эталона располагается светлая интерференционная полоса и эталон почти исчезает на общем светлом фоне. Если $2m$ — целое

нечетное число, то ребро эталона становится темным. Чтобы отличить нулевую полосу ($m = 0$) от других полос, используют сошлифованный угол эталона. Этот участок рабочей грани эталона исчезает только при $m = 0$.

Вдоль контуров образца наблюдаются аналогичные явления, однако из-за неравномерной толщины образца исчезновение его контуров может произойти только для одной длины волны спектра.

Начинать измерения необходимо с определения кривой дисперсии подобранной жидкости. Для этого отмечают по барабану монохроматора те длины волн, которые соответствуют ряду светлых интерференционных полос, и вычисляют

$$n_{\text{ж}} = n_{\text{э}} + \frac{m\lambda}{d}.$$

Кривая дисперсии эталона должна быть определена заранее любым из известных способов.

Собственно процесс измерений заключается в следующем.

1. Находят момент исчезновения контура ребра эталона и по барабану монохроматора снимают отсчет $\lambda_{\text{э}}$.

2. Вращая барабан монохроматора в сторону длинных волн и считая при этом число m светлых полос, прошедших через ребро эталона, определяют длину волны λ_0 , при которой произошло исчезновение образца.

3. Определяют дробную часть полосы Δm , снимая отсчеты λ_m и λ_{m+1} по барабану монохроматора при установке на ближайшие от λ_0 светлые полосы m и $m + 1$:

$$\Delta m = \frac{\lambda_0 - \lambda_m}{\lambda_{m+1} - \lambda_m}.$$

Полученное число полос $m + \Delta m$ соответствует разности хода лучей между эталоном и равным ему по толщине d слоем жидкости при длине волны λ_0 :

$$(n_{\text{э}} - n_{\text{ж}}) d = (m + \Delta m) \lambda_0,$$

откуда показатель преломления образца n , равный показателю преломления жидкости при длине волны λ_0 , будет

$$n = n_{\text{э}} - \frac{(m + \Delta m) \lambda_0}{d}.$$

Чувствительность метода ограничивается точностью измерения дробной части Δm интерференционной полосы. Практика показала, что эта точность $\Delta m \approx 1/30$ полосы, поэтому

$$\Delta n \approx \frac{\lambda_0}{30d}.$$

При $\lambda_0 = 600$ нм и $d = 2$ мм получим $\Delta n = 0,00001$.

Метод Обреимова применяется также на стекловаренных заводах для официальной аттестации оптических стекол по показателю преломления. В этих случаях измерения должны выполняться в соответствии с ГОСТом 5421—56.

2. Ультрафиолетовая область спектра

Оптическое излучение, характеризующееся длинами волн, расположенными в диапазоне от 50 Å до 0,4 мкм, называется ультрафиолетовым излучением, а соответствующая область спектра — ультрафиолетовой.

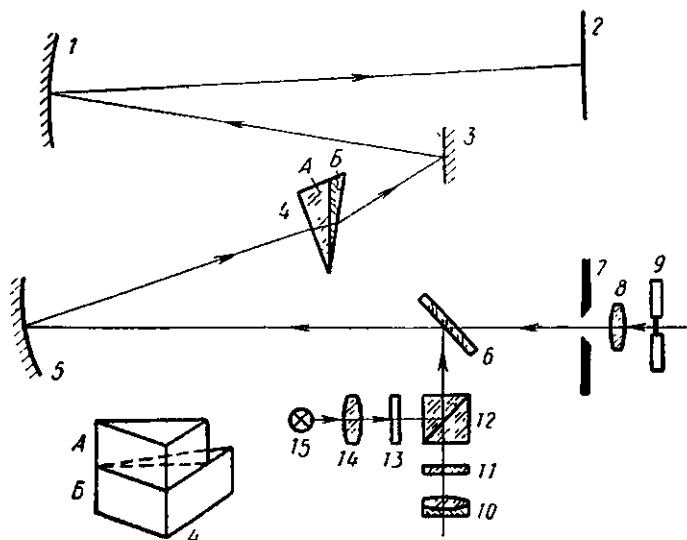


Рис. 18. Оптическая схема прибора для измерения показателей преломления в ультрафиолетовой области спектра

Для измерения показателей преломления твердых материалов, прозрачных в ультрафиолетовой области спектра, может служить прибор, разработанный Ю. А. Степиным. Оптическая схема прибора представлена на рис. 18. Изображение источника света 9 (искра в вакууме) проектируется с помощью конденсора 8 на входную щель 7, установленную в фокусе зеркального объектива 5, после которого лучи света идут параллельным пучком и падают на диспергирующий элемент 4, состоящий из двух призм А и Б. Призма А изготовлена из исследуемого материала, призма Б — из материала с хорошо изученной дисперсией в каком-либо участке фотографической области спектра. Преломляющие углы призм выбираются из условия перекрытия спектром призмы Б того участка спектра призмы А, для которого необходимо измерить показатели преломления исследуемого материала.

Далее диспергированный световой поток падает на поворотное плоское зеркало 3, предназначенное для выведения на фотопластинку 2 нужного участка спектра. Зеркальный объектив 1 выполняет роль фотографического объектива. Элементы 10—15 образуют систему, служащую для установки диспергирующего элемента 4 в правильное положение, при котором угол падения лучей на входную грань призм А и Б равен нулю (способ луча, нормально входящего).

Призмы А и Б склеены так, что их входные грани и главные сечения параллельны. Все элементы оптической системы, кроме 10—15, расположены в вакуумной камере. Зеркало 6 является откидным.

В качестве источников ультрафиолетовых лучей можно использовать различные виды разряда в вакууме или газах, например, искра Миллнана, импульсные капиллярные источники и др. [6].

Работа на приборе выполняется следующим образом. Диспергирующую призму 4 устанавливают так, чтобы ее входная грань была перпендикулярна падающему на нее параллельному пучку лучей с точностью $\pm 2''$. Для этого на столик прибора устанавливают призму 4, вводят в ход лучей зеркало 6 и включают источники света 9 и 15. В окуляр 10 рассматривают положение автоколлимационных изображений щели 7 и перекрестия, нанесенного на плоскопараллельной пластинке 13. Пользуясь наклонами и поворотами зеркала 6, совмещают автоколлимационные изображения щели и перекрестия, что исключает ошибку установки зеркала 6 (пучки лучей от источников 9 и 15 идут по одному направлению). После этого устанавливают диспергирующую призму 4 так, чтобы автоколлимационное изображение перекрестия пластинки 13 совпало с перекрестием 11. Зеркало 6 выводят из хода лучей. Затем перекрывают нижнюю половину щели 7, призму А, верхнюю половину фотопластинки 2 и затем фотографируют спектр призмы 4.

Аналогичным образом фотографируют спектр от призмы А и получают на снимке два отдельных спектра (рис. 19). Показатель преломления для длины волны λ вычисляют по формуле

$$n_{\lambda} = \frac{\sin \theta_3}{\sin \theta_1} \left[n_2 - (n_2 - n_1) \frac{l_2}{l_1} \right],$$

где n_1 и n_2 — известные показатели преломления материала призмы Б, соответствующие длинам волн λ_1 и λ_2 ;

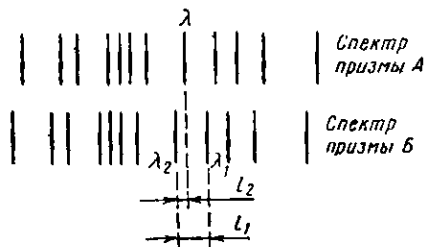


Рис. 19. К определению показателей преломления в ультрафиолетовой области спектра

l_1 — расстояние между спектральными линиями λ_1 и λ_2 , измеренное на компараторе;

l_2 — расстояние между спектральными линиями λ и λ_2 ;

θ_3 и θ_n — преломляющие углы соответственно эталонной B и исследуемой A призм.

Максимальная ошибка измерений этим способом примерно в 2 раза больше погрешности значений известных показателей преломления n_1 и n_2 при $\theta_3 = \theta_n$ и в 4 раза при $\theta_3 > \theta_n$, если ошибка измерения расстояний l_1 и l_2 не превышает 3 мкм, а ошибка измерений углов θ_3 и θ_n не более 3". Поэтому, если n_1 и n_2 известны с точностью $1 \cdot 10^{-5}$, то погрешность измерения показателей преломления составит $(2 \div 4) \cdot 10^{-5}$, что вполне достаточно в большинстве случаев.

3. Инфракрасная область спектра

Оптическое излучение, характеризующееся длинами волн, расположенными в диапазоне от 0,76 мкм до 1 см, называется инфракрасным излучением, а соответствующая области спектра — инфракрасной.

В оптическом приборостроении используются материалы, для которых необходимо определять показатели преломления главным образом в диапазоне длин волн от 0,76 до 50 мкм.

Известные для видимой области спектра гониометрические методы в принципе могут быть распространены для измерения показателей преломления в инфракрасной области спектра при использовании зеркальной оптики и теплового или фотоэлектрического приемника.

В качестве источников инфракрасного излучения можно использовать электрические лампы накаливания, штифт Нернста, силикатный излучатель и др. [78].

Для измерения показателей преломления оптических материалов в диапазоне длин волн от 0,76 до 50 мкм может служить прибор (инфракрасный гониометр ИГ-63), разработанный Ю. А. Степиным. Оптическая схема этого прибора состоит из двух частей: оптической схемы осветителя и монохроматора (рис. 20) и оптической схемы отсчета углов по лимбу гониометра. В основу схемы осветителя и монохроматора положена оптическая схема инфракрасного спектрометра ИКС-21. Основное отличие схемы прибора ИГ-63 от схемы ИКС-21 состоит в замене призмы монохроматора и зеркала Литтрова автоколлимационной диспергирующей призмой, изготовляемой из исследуемого материала.

Сферическое зеркало 4 проектирует источник света 1 на входную щель 8. Входная 8 и выходная 17 щели прибора находятся в фокальной плоскости объектива 10, представляющего собой внеосевую часть параболоида. Свет после объектива падает параллельным пучком на зеркало 13 и отражается от него на призму 11, изготовленную из исследуемого материала. Свет, диспергирован-

ный призмой, снова попадает на объектив 10, дающий изображение спектра в плоскости выходной щели 17, которая находится в одном из фокусов эллипсоида 14. В другом фокусе эллипсоида установлен приемник инфракрасного излучения, например ОАП-3. Зеркала 9, 16 и 3 служат для поворота оптической оси прибора. Эллиптическое зеркало 14 проектирует выходную щель 17 на

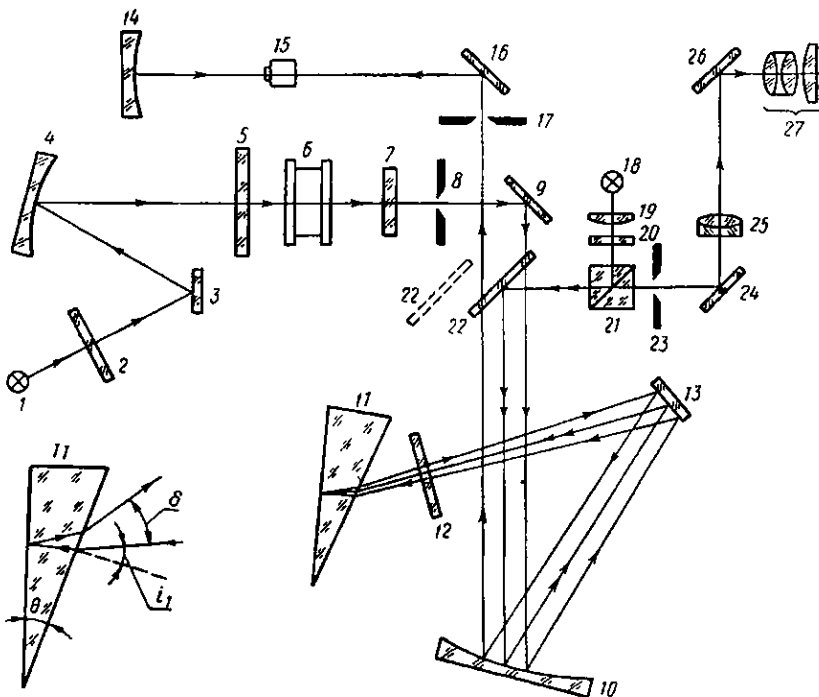


Рис. 20. Оптическая схема прибора для измерения показателей преломления в инфракрасной области спектра

окно приемника. Источник света 1 располагается вне прибора и отделяется от герметической части его окном 2. Кюветы 6 с веществами, полосы поглощения которых служат для идентификации длин волн, устанавливаются в специальную камеру, отделенную от прибора окнами 5 и 7. Пластина 12 служит окном термостатирующего устройства. Элементы 2, 5, 7, 12 и кюветы 6 сменные. В области спектра от 0,7 до 7 мкм используют указанные элементы, изготовленные из флюорита, в области от 7 до 25 мкм — из бромистого калия, в области от 25 до 50 мкм — из йодистого цезия.

Для правильной установки призмы на столике гониометра служит автоколлимационное устройство со светоделительным кубиком 21. Лампочка 18 через конденсор 19 освещает перекрестие

сетки 0, находящейся в фокальной плоскости объектива 10. Автоколлимационное изображение перекрестия от гранн призмы проектируется объективом 10 в плоскость щели 23. Щель и изображение перекрестия рассматриваются в микроскоп, состоящий из объектива 25 и окуляра 27. Зеркала 26 и 24 служат для поворота оптической оси. Включение автоколлимационного устройства осуществляется с помощью подвижного зеркала 22.

Угол постоянного отклонения лучей, т. е. угол между направлением падающего света и направлением лучей с длиной волны λ вышедших из призмы и попавших на выходную щель прибора, определяется расстоянием между щелями и фокусным расстоянием объектива 10. Эта величина является константой прибора.

В основу измерений положен метод угла отклонения лучей призмой, работающей в режиме автоколлимации. Ход лучей в призме показан на рис. 20 слева.

Показатель преломления определяют по формуле

$$n = \operatorname{cosec} 2\theta \sqrt{1 + \cos \delta \cos 2\theta - (\cos \delta + \cos 2\theta) \cos 2\alpha}. \quad (8)$$

Здесь θ — преломляющий угол призмы;

δ — угол отклонения лучей призмой;

$$\alpha = i_1 + \frac{\delta}{2},$$

где i_1 — угол падения лучей на преломляющую грань призмы.

Все углы, входящие в формулу (8), измеряют на том же приборе по специально разработанной методике как визуальными, так и объективными способами, преломляющий угол призмы θ измеряют методом автоколлимации, как на обычных гониометрах. Угол отклонения α — величина постоянная, он определяется взаимным расположением щелей и параболического объектива. Поэтому его измеряют только один раз после окончательной юстировки прибора.

Угол α можно измерить несколькими способами. Рассмотрим один из них.

1. Поворотом столика гониометра совмещают с выходной щелью прибора изображение входной щели, полученное при автоколлимации лучей от преломляющей грани призмы. Сигнал, регистрируемый приемником, имеет в этот момент максимальную величину $I_{\max}$.

2. Поворачивают столик до положения, при котором величина сигнала имеет величину $0,5I_{\max}$, и снимают отсчет a_1 по лимбу гониометра.

3. Вращая столик в обратном направлении, снова останавливают его в положении, когда сигнал равен $0,5I_{\max}$, и снимают по лимбу отсчет a_2 .

4. Аналогичные измерения проводят для длины волны λ и получают отсчеты b_1 и b_2 .

5. Угол выхода из призмы лучей с длиной волны λ определяется по формуле

$$\alpha = \frac{a_1 + a_2}{2} - \frac{b_1 + b_2}{2}.$$

Точность измерения показателей преломления на приборе ИГ-63 составляет $(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$, дисперсии — $(1 \div 2) \cdot 10^{-5}$.

3. Оптическая однородность

Оптическая однородность материала характеризуется постоянством показателя преломления заготовки или готовой детали по всему объему. Определение оптической однородности осуществляется с помощью коллиматора K и зрительной трубы T (рис. 21), снабженных дополнительными приспособлениями: источником света I (обычно электрическая лампа накаливания), кон-

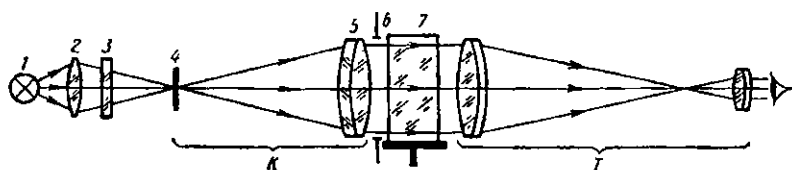


Рис. 21. Схема установки для определения оптической однородности стекла

денсором 2 и светофильтром 3. В фокальной плоскости коллиматорного объектива 5 устанавливают штриховую мишу 4 или точечную диафрагму, а после объектива диафрагму 6. В параллельном пучке лучей между коллиматором и зрительной трубой помещают исследуемую заготовку 7 или деталь, обычно выполненные в виде плоскопараллельных пластинок круглой или прямоугольной формы.

Сущность метода основана на сравнении разрешающей способности объектива коллиматора при введении заготовки в параллельный пучок лучей и без нее. Очевидно, что если исследуемый оптический материал абсолютно однороден по показателю преломления, а поверхности заготовки имеют плоскую форму, то разрешающая способность объектива коллиматора не изменится после введения ее в параллельный пучок. Поэтому для оценки оптической однородности используется коэффициент

$$k = \frac{\varphi}{\varphi_0}, \quad (9)$$

где φ — предельный угол разрешения коллиматора, за которым установлен исследуемый образец (заготовка или деталь); φ_0 — теоретический угол разрешения объектива коллиматора.

Вместо угла φ_0 можно использовать фактический предельный угол разрешения объектива коллиматора, если последний отличается от угла φ_0 не более, чем на один элемент миры. Для вычисления угла φ_0 можно пользоваться формулой

$$\varphi_0 = \frac{120''}{D}, \quad (10)$$

где D — диаметр диафрагмы коллиматора в миллиметрах, равный диаметру круглой заготовки или наименьшей стороне прямоугольной заготовки.

Фокусное расстояние объектива коллиматора должно быть не менее 600 мм, а относительное отверстие — не более 1 : 9. Дифракционное изображение точки в фокальной плоскости объектива должно состоять из круглого светлого диска, окруженного концентрическими кольцами, т. е. иметь характерный вид кружка Эри (см. гл. III, п. 2).

Клиновидность заготовок, готовых деталей и контрольных образцов, когда в качестве источника излучения применена лампа накаливания, не должна превышать 2'. При использовании монохроматических источников света допуск на клиновидность может быть увеличен до 1°. Если заготовка имеет шлифованные поверхности, то на них накладывают полированные плоскопараллельные пластинки (клиновидность не более 1'), смоченные иммерсионной жидкостью, показатель преломления которой не должен отличаться от показателя преломления заготовки более чем на 0,002 для линии спектра D (длина волны $\lambda = 589,3$ нм).

Показатели преломления для иммерсионных жидкостей при температуре 20° С приведены ниже.

Жидкость	n_D	Бензол	1,5014
Спирт этиловый . . .	1,3624	Бромформ	1,5980
Хлороформ	1,4464	Альфа-монобромнафта-	
Глицерин	1,4730	лин	1,6588
		Иодметилен	1,7559

При невозможности подбора требуемых жидкостей поверхности испытуемого образца необходимо полировать с точностью до трех интерференционных полос, при этом местные ошибки составляют не более 0,3 полосы.

Собственно процесс контроля состоит из следующих основных этапов.

1. Поверхности образца, через которые ведется просмотр, тщательно протирают. Если эти поверхности шлифованные, то на них накладывают пластины, смоченные иммерсионной жидкостью.

2. Образец устанавливают в держателе с помощью прокладок так, чтобы не возникали упругие деформации, вызывающие искажение изображения миры.

3. Включают осветитель и изображение миры совмещают с центром поля зрения окуляра зрительной трубы. Увеличение

окуляра должно соответствовать размеру рассматриваемых элементов мира.

4. Определяют предельно разрешаемый элемент мира, затем по таблицам находят соответствующий угол φ . Для оценки стекла по 1-й категории в фокальной плоскости объектива коллиматора устанавливают точечную диафрагму (диаметр отверстия от 0,007 до 0,1 мм) и рассматривают ее изображение с помощью окуляра сильного увеличения или микроскопа.

5. Используя формулы (9) и (10), вычисляют коэффициент оптической однородности исследуемого образца.

Если оптическую однородность определяют с целью установления категории оптического стекла или его официальной аттестации, то при выполнении измерений необходимо соблюдать требования, предусмотренные в ГОСТе 3518—69.

4. Двойное лучепреломление

Явление двойного лучепреломления в стекле по своей физической сути не отличается от двойного лучепреломления, возникающего в одноосных кристаллах (исландский шпат, кварц и др.). Двойное лучепреломление вызывается остаточными напряжениями в стекле после отжига или механической обработки и приводит к двоению изображения.

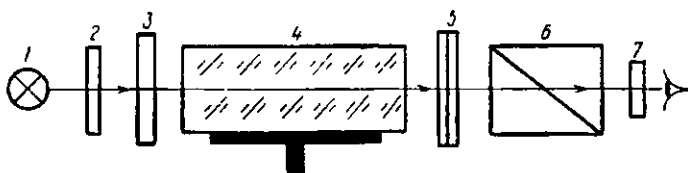


Рис. 22. Схема установки для определения двойного лучепреломления стекла:

1 — источник света; 2 — матовое стекло; 3 — поляризатор; 4 — исследуемое стекло; 5 — компенсатор; 6 — анализатор; 7 — светофильтр

Двойное лучепреломление измеряют на поляриметре, принципиальная схема которого приведена на рис. 22. Светофильтр 7 в зависимости от конструкции поляриметра может располагаться за анализатором или за матовым стеклом. Поляризатором может служить поляризационная призма, поляризационный светофильтр, зеркало из черного стекла (марблит), поставленное под углом полной поляризации к падающим на него лучам. Компенсатор разности хода представляет собой слюдяную пластинку с разностью хода $0,25\lambda$ при $\lambda = 550$ нм. В качестве анализатора чаще всего на практике используют призму Николя.

Поверхности исследуемого стекла, через которые ведется просмотр, должны быть шлифованными или полированными. Шлифованные поверхности перед измерением смачивают иммерсионной

жидкостью, показатель преломления которой не должен отличаться от показателя преломления стекла более чем на 0,02 для $\lambda = 589,3$ им. Иммерсионную жидкость составляют из керосина по ГОСТу 4753—68, альфа-монобром-нафталина и других жидкостей с известным показателем преломления.

Измерение двойного лучепреломления готовых деталей выполняют в кювете с иммерсионной жидкостью. Поверхности таких деталей не должны иметь каких-либо покрытий. Рабочие окна кюветы должны быть изготовлены из прозрачного материала, не вносящего добавочную разность хода.

Сущность измерений основана на использовании свойств поляризованного света. Лучи, выходящие из поляризатора, оказываются линейнополяризованными. При прохождении этих лучей через стекло с поляризующими свойствами каждый из них распадается на два луча — обыкновенный и необыкновенный. Плоскости колебаний электрических векторов этих лучей взаимно перпендикулярны. Свойства обоих лучей по выходе из стекла, за исключением направления поляризации, ничем друг от друга не отличаются, поэтому «необыкновенным» называют только луч, идущий внутри стекла или другого материала, имеющего двойное лучепреломление. Оба луча в стекле распространяются с различной скоростью, образуя некоторую разность хода. Попадая в анализатор, взаимно перпендикулярные колебания лучей приводятся в одну плоскость, где интерферируют между собой и создают цветную картину полос или просветленное поле.

Величина двойного лучепреломления определяется разностью Δn показателей преломления обыкновенного n_o и необыкновенного n_e лучей или разностью хода δ , отнесенной к толщине стекла в 1 см:

$$\Delta n = n_o - n_e = \frac{\delta}{l},$$

где l — толщина стекла в направлении измерения в см.

В начале измерений анализатор, связанный с лимбом, устанавливают на темноту, что соответствует нулевому положению лимба. В пучок поляризованных лучей вводят исследуемое стекло, затем поворотом анализатора компенсируют разность хода, пока в середине измеряемого участка не наступит наибольшее потемнение. При положении анализатора в момент компенсации по лимбу отсчитывают угол его поворота. По направлению вращения анализатора определяют знак разности хода и соответственно знак напряжений (растяжение или сжатие).

Если разность хода лучей находится в пределах 100—540 им, то поле зрения при просмотре бесцветного стекла будет окрашено. Тогда в пучок лучей вводят зеленый светофильтр, позволяющий точнее установить момент наибольшего потемнения. Если разность хода лучей превышает 540 им, то при наблюдении бесцветного стекла без светофильтра в поле зрения будет виден ряд окрашенных

полос и нейтральные полосы — черные или серые: две полосы при просмотре стекла в направлении наибольшего размера, одна полоса при просмотре стекла в рабочем направлении. При введении зеленого светофильтра эти полосы становятся темными или светлыми.

Сначала подсчитывают общее число полос между участком стекла, в котором должно быть измерено двойное лучепреломление, и ближайшей к нему нейтральной полосой, считая ее за нулевую. Анализатор при этом должен находиться в нулевом положении. Затем, поворачивая анализатор, добиваются того, чтобы в месте изменения оказалась темная часть N -й или нейтральной полосы: одной полосы при измерении в рабочем направлении или двух полос, движущихся навстречу друг другу до слияния, при измерении в направлении наибольшего размера. При этом положении снимают отсчет по лимбу анализатора.

Разность хода лучей, измеренную в середине стекла в направлении его наибольшего размера и отнесенную на 1 см длины хода луча в стекле, вычисляют по формуле

$$\delta_r = 3 \frac{180N_r + \theta_r}{l},$$

где N_r — число темных полос между нейтральной полосой и серединой стекла;

θ_r — угол поворота анализатора в градусах при компенсации разности хода лучей в направлении наибольшего размера стекла;

l — толщина стекла в сантиметрах в направлении просмотра.

Величина δ_r характеризует качество отжига стекла и определяет его категорию по двойному лучепреломлению.

Разность хода лучей, измеренную в рабочем направлении на краю стекла и отнесенную по всей длине хода луча, вычисляют по формуле

$$\delta_k = 3(180N_k + \theta_k),$$

где N_k — число темных полос между нейтральной полосой и краем стекла;

θ_k — угол поворота анализатора в градусах при компенсации разности хода лучей в рабочем направлении.

Величина δ_k характеризует оптическую однородность стекла и определяет его категорию.

Для официальной аттестации оптического бесцветного или цветного стекла измерение двойного лучепреломления необходимо выполнять согласно ГОСТу 3519—69.

В практике оптической измерительной лаборатории часто возникает задача контроля двойного лучепреломления в линзах или объективах, взятых в механическую оправу. Для этого можно использовать полярископ или поляриметр. В сопряженных точках,

расположенных при лизителльной на двойном фокусном расстоянии от исследуемой системы, устанавливают в скрещенном положении поляризатор и анализатор.

Картину натяжений в объективе или линзе рассматривают через анализатор и оценивают, как и при испытании стекла. Эти оценки обычно носят качественный характер. При равномерном зажатии оптической детали рассматриваемая картина имеет вид темного креста на светлом фоне. Кривые полосы возникают при неравномерных напряжениях в детали. Степень «пережатия» и ее допустимую величину определяют в каждом конкретном случае в зависимости от назначения системы.

5. Бессвильность

Свили представляют собой прозрачные участки стекла, отличающиеся по показателю преломления от основной массы стекла. Свили имеют форму нитей, лент, слоистых потоков; узловые свили имеют вид небольших вытянутых сфер с отходящими от них нитями, обычно идущими от обоих концов. Бессвильность стекла определяют на проекционной установке, принципиальная схема которой приведена на рис. 23. Источником света 1 служит газо-

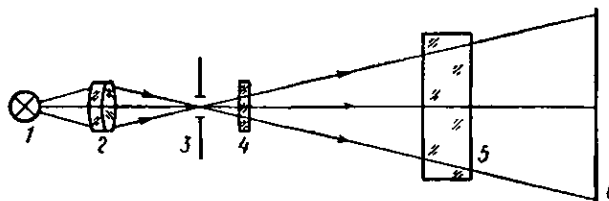


Рис. 23. Схема установки для определения бессвильности стекла:

1 — источник света; 2 — конденсор; 3 — сменная диафрагма;
4 — светофильтр; 5 — исследуемая заготовка; 6 — экран

разрядная лампа высокого и сверхвысокого давления, например типа СВДШ-250. Изображение дуги лампы с помощью конденсора 2 проецируется на отверстие диафрагмы 3. Светофильтр 4 служит для уменьшения освещенности экрана при визуальном наблюдении, он изготавливается из стекла марок НС6, НС7, НС8, НС9 по ГОСТу 9411—66. В качестве экрана 6 используют чертежную бумагу по ГОСТу 597—56, покрытую порошком мела. Параметры проекционной установки устанавливают в зависимости от требуемой категории бессвильности просматриваемого стекла согласно ГОСТу 3521—69. Исследуемый образец стекла должен иметь полированные грани. Стекло любой формы со шлифованными поверхностями и поверхностями раскола рассматривают с применением иммерсионной жидкости.

Бессвильность на проекционной установке определяют в затемненном помещении. Местное освещение допускается, если прямой свет не попадает на экран и в глаза наблюдателя. Исследуемый образец стекла помещается полированными гранями нормально к оси пучка. Если в стекле есть свили, то на экране появится теневая картина, состоящая из ряда темных и светлых полос. При отсутствии свилей все поле экрана будет равномерно освещено. Чтобы отличить свили от царапин, нужно повернуть образец на некоторый угол, и тогда тени царапин на экране будут перемещаться вместе с изображением поверхности образца, а свили, двигаясь относительно тени, плавно изменяют темные места на светлые. Свилы с меньшим показателем преломления, чем у основной массы стекла, проецируются на экран с темной серединой и светлыми краями; свилы с большим показателем преломления — со светлой серединой и темными краями. Размеры свилей и их число характеризуют категорию стекла, а число направлений просмотра — класс стекла по бессвильности.

Величина смещения образца в направлении от экрана к источнику, когда теневая картина свили перестает различаться, составляет 50 мм, а зона наилучшей видимости находится в интервале 150—250 мм от экрана, т. е. менее слабые свили видимы на большем расстоянии от источника света.

6. Пузырность

Пузыри — это замкнутые полости в стекле, заполненные газом различной степени разрежения. Камни, кристаллы и головки узловых свилей при оценке качества стекла на пузырьность приравниваются к пузырям.

Метод определения пузырьности оптического бесцветного стекла заключается в просмотре его на темном фоне при направленном боковом освещении, когда пузыри вследствие рассеяния ими света хорошо видны. Оптическое цветное стекло просматривают в проходящем свете, при этом изображение пузырей проецируется на экран или сетчатку глаза.

Для определения пузырьности заготовок из бесцветного стекла с пузырями диаметром более 0,05 мм служит установка (рис. 24), состоящая из осветителя 1 (кинопроекционная лампа 300 Вт), щелевой диафрагмы 2, конденсора 3 диаметром 12—15 см и экрана 5, создающего темный фон. Заготовка 4 должна иметь полированные поверхности. Если испытываются стекла в кусках неправильной формы или линзы с полированными поверхностями, то такие образцы погружают в кювету с иммерсионной жидкостью, показатель преломления которой подобран с точностью $\pm 0,002$ к показателю преломления исследуемого образца. Глаз наблюдателя 6 рассматривает пузыри на темном фоне. Диаметр пузыря определяют визуально, сравнением с пузырями в контрольных образцах. Определение среднего числа пузырей в 1 кг стекла начи-

нают с подсчета числа пузырей диаметром более 0,5 мм, а затем по другим образцам определяют число пузырей меньшего размера. При определении диаметра наибольшего пузыря просматриваемое стекло освещают пучком света так, чтобы его внутренняя часть была освещена через одну из боковых поверхностей. Поверхности, перпендикулярные к освещенной, через которые ведется просмотр, по возможности следует оставлять в тени. Это достигается с помощью диафрагм, регулирующих диаметр сечения пучка, выходящего из конденсора.

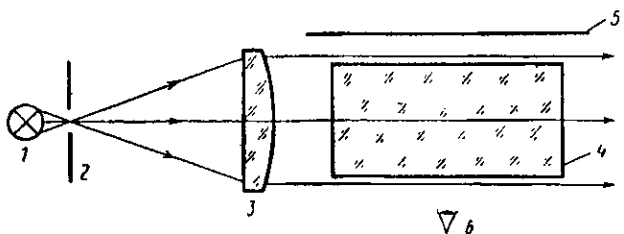


Рис. 24. Схема установки для определения пузырьности стекла

Контроль темного стекла, пропускающего инфракрасные лучи, с пузырями диаметром 0,2 мм и более проводится на установке с электронно-оптическим преобразователем. Изображения пузырей рассматриваются на экране электронно-оптического преобразователя с помощью лупы 2,5—4× по ГОСТу 10513—63. В установке используют осветитель с лампой накаливания (12 В, 100 Вт), конденсор диаметром 8—10 см, ирисовую диафрагму и светофильтр КС-19.

Контроль темного стекла, пропускающего ультрафиолетовые лучи, с пузырями диаметром 0,2 мм и более проводится на установке с флюоресцирующим экраном. В установке используется осветитель с ртутной лампой сверхвысокого давления, ирисовая диафрагма и лупа 2,5—4× по ГОСТу 10513—63.

Официальная аттестация стекла по пузырьности производится согласно ГОСТу 3522—69.

7. Коэффициент светопоглощения в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра

Оптические стекла отличаются высокой прозрачностью, но при больших толщинах они заметно поглощают свет, что сопровождается в ряде случаев легкой желтоватой или зеленоватой окраской. Светопоглощение стекол зависит главным образом от степени чистоты шихтных материалов и качества стекловаренных горшков.

прозрачность оптического стекла в видимой области спектра характеризуется величиной коэффициента светопоглощения, определяемого как отношение потока белого света, поглощенного стеклом на пути 1 см, к потоку в начале этого пути.

В соответствии с ГОСТом 3514—67 установлены следующие семь категорий стекла по коэффициенту светопоглощения:

Категория	000	00	0	1	2	3	4
Коэффициент светопоглощения в % не более	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	3,0

Стекло категорий 000, 00, 0 применяют для изготовления деталей многолинзовых систем, призм с большой длиной хода луча, деталей приборов, в которых высокое светопропускание является основным показателем качества.

Для изготовления оптических деталей любительских фотографических и киносъемочных объектов применяют оптические стекла 1-й и 2-й категорий по светопоглощению.

Коэффициент светопоглощения определяют методом, основанным на измерении ослабления светового потока при прохождении через образец. Метод заключается в определении коэффициента пропускания τ как отношения светового потока Φ_1 , прошедшего через образец, к падающему на него световому потоку Φ :

$$\tau = \frac{\Phi_1}{\Phi} = (1 - \rho)^2 e^{-\alpha l},$$

где $\rho = \left(\frac{1-n}{1+n} \right)^2$ — коэффициент отражения свежеполированной поверхности образца оптического стекла с показателем преломления n ; обычно показатели преломления принимают для спектральной линии D ($\lambda = 589,3$ нм);

α — коэффициент светопоглощения;

l — толщина образца в сантиметрах.

Коэффициент светопоглощения вычисляют по формуле

$$\alpha = \frac{1}{l \lg e} [2 \lg (1 - \rho) - \lg \tau].$$

Измерения выполняют на образцах, изготовленных в форме параллелепипеда с поперечным сечением не менее 25×25 мм. Торцовые стороны образцов должны быть свежеполированы на смоле. Не допускаются грубые царапины, следы недополировки, располированные пузыри диаметром более 0,5 мм.

Длина образца для определения коэффициента светопоглощения стекла категорий 000 и 00 должна быть 180—200 мм, для более низких категорий 100 ± 10 мм.

Для измерения коэффициента пропускания τ применима любая аппаратура, обеспечивающая точность измерения $\pm 0,5\%$.

Широко используется в промышленности фотометр, состоящий из осветителя, шарового приемника с фотоэлементом и гальванометром (или микроамперметром) и столика для контролируемого образца (рис. 25). Осветитель представляет собой коллиматор, состоящий из объектива 3, в фокальной плоскости которого расположена диафрагма 2, освещаемая лампой накаливания с помощью конденсориной линзы 1. Лампа накаливания получает питание от источника постоянного напряжения или источника переменного, но стабилизированного напряжения. Точность стабилизации должна быть не менее 1%. За объективом коллиматора распола-

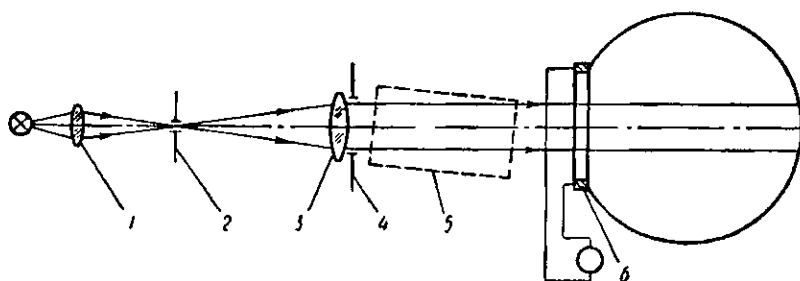


Рис. 25. Схема фотометра для измерения коэффициента светопоглощения стекла

гается ирисовая диафрагма 4, позволяющая изменять сечение пучка лучей, выходящих из коллиматора.

Приемник оформлен в виде светомерного шара, окрашенного внутри сернистым барием. В стенку шара вмонтирован селеновый фотоэлемент 6. Селеновые фотоэлементы, применяемые в качестве приемников, должны быть свободны от тока сползания: изменение фототока (утомляемость) фотоэлемента через 5 мин после начала работы при освещенности поверхности 300 лк не должно превышать $\pm 2\%$. Для регистрации фототока рекомендуются магнитоэлектрические микроамперметры типа М-95 с теневым указателем отсчета или зеркальные гальванометры, заключенные в отсчетное устройство УФ-206.

Точность выполняемых на фотометре измерений определяется в основном соблюдением пропорциональности между освещенностью фотоэлемента и показаниями микроамперметра, т. е. линейностью измерительной пары фотоэлемент-гальванометр.

Линейность измерительной пары проверяется на фотометрической скамье. Проверка линейности подробно описана в гл. VII, она преследует своей целью определение постоянной K для нескольких уровней освещенности в равестве

$$I = KE,$$

где I — значение фототока по показаниям микроамперметра или другого отсчетного прибора;

E — освещенность на поверхности фотоэлемента.

Для выбранных уровней освещенности 1, 2, . . . n получим $I_1 = KE_1, I_2 = KE_2, \dots, I_n = KE_n$, где K — постоянная величина для данной измерительной пары. Если при проверке на нескольких уровнях освещенности наблюдается отступление значений K от постоянной величины, превышающее 0,3% т. е. не соблюдается равенство

$$\frac{I_1}{I_n} = \frac{E_1}{E_n},$$

то необходима градуировка измерительной пары с обязательным построением градуировочного графика поправок, которые должны в дальнейшем учитываться в измерениях.

Форма люкс-амперной характеристики измерительной пары, представляющей собой градуировочный график, зависит от отношения внутреннего сопротивления селенового фотоэлемента к сопротивлению нагрузки и определяется уравнением

$$I = \frac{KES}{1 + \frac{r_n}{r_1} + \frac{r_2}{r_1}}, \quad (11)$$

где I — ток, протекающий во внешней цепи фотоэлемента;
 E — освещенность светочувствительного слоя фотоэлемента;
 S — площадь светочувствительного слоя;
 r_n — сопротивление внешней цепи фотоэлемента;
 r_1 — сопротивление запирающего слоя фотоэлемента;
 r_2 — сопротивление полупроводника, полупрозрачного металлического электрода, контактов фотоэлемента.

При освещенностях порядка 30—40 лк сопротивление r_1 для селеновых фотоэлементов составляет 90—100 кОм и $r_2 \ll r_1$. Сопротивление r_n , включающее в себя сопротивление микроамперметра (гальванометра) и подводящих проводов, не превышает 1 кОм. В этом случае знаменатель в выражении (11) близок к 1, а форма люкс-амперной характеристики близка к прямой.

Малые отступления от линейности учитываются каждый раз, когда заменяется один из элементов измерительной пары, и контролируются периодически по эталонным образцам, светопропускание которых известно. При измерениях образец стекла 5 (рис. 25) располагают под углом 5—10° к оси коллиматора, чтобы исключить ошибки за счет попадания отраженных пучков.

Существующий ГОСТ 3520—51 предусматривает измерение коэффициента светопоглощения с зеленым светофильтром, устанавливаемым перед диафрагмой коллиматора фотометра. Это находится в противоречии с определением коэффициента светопоглощения как величины, измеренной для потока белого света, которое дает тот же стандарт и в случае оптических сред, имеющих избирательность в поглощении, приводит к существенно различным результатам.

Коэффициенты светопропускания оптического стекла приборов, рассчитанных для работы в широком спектральном интервале, необходимо контролировать и нормировать во всем интервале длин волн видимого спектра.

При расчете полезного пропускания оптических приборов иногда необходимы сведения о спектральных характеристиках пропускания бесцветного оптического стекла в близкой ультрафиолетовой области спектра. Для решения этой задачи установлены параметры, определяющие коротковолновую границу пропускания стекла [36] по эмпирической формуле

$$\lg D_{\lambda} = \lg l - \frac{\omega_{\text{гр}} - \omega}{\omega_{\text{гр}} - \omega_{\text{сп}}} - 0,5214, \quad (12)$$

где D_{λ} — оптическая плотность стекла толщиной l (см) при длине волны λ (мкм);

$\omega = \frac{1}{\lambda}$; $\omega_{\text{сп}} = \frac{1}{\lambda_{\text{сп}}}$; $\omega_{\text{гр}} = \frac{1}{\lambda_{\text{гр}}}$ — параметры, определяющие границу спектрального пропускания образца стекла;

$\lambda_{\text{сп}}$ и $\lambda_{\text{гр}}$ — длины волн в микрометрах, соответствующие началу и середине спада кривой пропускания в ближней ультрафиолетовой и фиолетовой области спектра;

$$\frac{1}{\lambda_{\text{сп}}} = \omega_{\text{сп}} = v_1 + \frac{1}{3} \left[v_3 - \frac{v_1 + v_2}{2} \right];$$

$$\frac{1}{\lambda_{\text{гр}}} = \omega_{\text{гр}} = v_2 + \frac{1}{3} \left[v_3 - \frac{v_1 + v_2}{2} \right],$$

где

$$v_1 = \frac{1}{\lambda_1}; \quad v_2 = \frac{1}{\lambda_2} \quad \text{и} \quad v_3 = \frac{1}{\lambda_3},$$

а λ_1 , λ_2 и λ_3 определяются при спектрофотометрических измерениях образца стекла как значения длин волн по спектру, при которых коэффициенты пропускания образца стекла τ_1 , τ_2 и τ_3 соответственно составляют 93,3; 50,0 и 80,3% после исключения потерь на отражения от поверхности образца. Длины волн λ_1 , λ_2 и λ_3 измеряют на образцах стекла толщиной около 10 мм, со сторонами 20×25 мм с помощью спектрофотометра СФ-4 или СФ-4А. Зная значения длин волн $\lambda_{\text{сп}}$ и $\lambda_{\text{гр}}$, по формуле (12) можно рассчитать оптическую плотность D_{λ} , а также найти соответствующие значения τ_{λ} при любой длине волны на участке спада кривой спектрального пропускания и для любой толщины стекла.

По требованию заказчика в паспорте на стекло можно указать величины $\lambda_{\text{сп}}$ и $\lambda_{\text{гр}}$, характеризующие границу светопропускания в коротковолновой области спектра.

ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра прозрачность оптического стекла определяется показателем светопоглощения k_λ . Показателем светопоглощения называется величина, обратная расстоянию, на котором поток монохроматического излучения ослабляется в результате поглощения в стекле в 10 раз:

$$k_\lambda = \frac{1}{l} \lg \frac{\tau'_\lambda}{(1 - \rho_\lambda)^2},$$

где ρ_λ — коэффициент отражения свежеполитованной поверхности стекла для монохроматического излучения с длиной волны λ ;

τ'_λ — коэффициент пропускания, равный отношению потока Φ_λ монохроматического излучения длины волны λ , пропущенного образцом стекла, к потоку $\Phi_{0\lambda}$, упавшему на него;

$$\tau'_\lambda = \frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{0,\lambda}};$$

l — толщина образца в см.

Метод определения показателя поглощения основан на измерении коэффициента пропускания τ'_λ образца контролируемого материала путем сравнения монохроматического светового потока излучения, прошедшего через образец, с тем же монохроматическим потоком, прошедшим через воздух.

Измерение выполняется на спектрофотометре СФ-4А для ультрафиолетовой и ближайшей инфракрасной области спектра и на спектрофотометрах ИКС-12 или ИКС-21 для области спектра $\lambda > 1,2$ мкм.

Спектрофотометрические измерения выполняют для ряда длин волн заданного спектрального интервала на круглых образцах диаметром 25—30 мм или прямоугольных с одной из сторон около 25 мм. Толщина образцов не должна превышать 10 мм, так как большая толщина приведет к заметному искажению пучка лучей вследствие преломления.

Клиновидность образцов не должна превышать 1°. Требования к чистоте полировки торцов те же, что и к образцам для проверки коэффициентов светопоглощения. Последовательность измерения спектральных коэффициентов пропускания изложена в инструкции к пользованию соответствующим спектрофотометром.

Однако необходимо указать на некоторые особенности. Измерение коэффициента пропускания образца для каждой длины волны следует выполнять не менее 5 раз, для этого контролируемый образец вводят в измерительный канал спектрофотометра, далее по шкале спектрофотометра фиксируют отсчет, соответствующий пропусканию образца для данной длины волны, затем образец

выводят из канала, контролируют значение полного светового потока $\Phi_{0,\lambda}$ и вновь вводят образец. Коэффициент τ'_λ вычисляют как среднее арифметическое измеренных значений, при этом убеждаются в хорошей (соответствующей паспортной точности) воспроизводимости результатов. Измерение на участках спектральных кривых с быстроменяющимся коэффициентом пропускания выполняется через 0,05 мкм, а на пологих участках через 0,1—0,2 мкм.

Для изготовления светофильтров, защитных колпаков, линз, призм и других оптических деталей приборов, для которых требуется высокое пропускание в инфракрасной области спектра, применяют оптические бескислородные стекла марок от ИКС-22 до ИКС-30.

Оптические бескислородные стекла прозрачны в области 1—11 мкм. Показатели светопоглощения образцов бескислородных стекол вычисляют по результатам измерений коэффициентов пропускания τ'_λ , причем из-за высокого показателя преломления бескислородных стекол коэффициент отражения ρ_λ от двух поверхностей образца необходимо вычислять с учетом многократного отражения луча в стекле.

Выражение для определения показателя светопоглощения в этом случае примет вид

$$k_\lambda = -\frac{1}{l} \lg \frac{\tau'_\lambda}{\left(1 - \frac{(n_\lambda - 1)^2}{n_\lambda^2 + 1}\right)^2}.$$

8. Характеристики цветного стекла

Отечественная промышленность выпускает цветные оптические стекла 118 марок. По своему назначению и спектральным характеристикам цветные стекла чрезвычайно разнообразны. Среди них большая группа марок цветного стекла, предназначенная для изготовления светофильтров, выделяющих отдельные участки спектра, от ультрафиолетовой до инфракрасной области с длиной волны до 3000 нм; теплозащитные стекла; стекла, предназначенные для трехцветной проекции, колориметрии, фотографии. Область промышленного применения той или иной марки цветного стекла определяется его спектральными свойствами. Последние характеризуются числовыми значениями показателей светопоглощения или оптической плотности и спектральными кривыми коэффициента пропускания и оптической плотности.

Сведения о физических, химических и спектральных свойствах цветных стекол приведены в каталоге цветного стекла [30].

По окраске цветного стекла разделяют на следующие типы.

Тип стекла	Условное обозначение	Тип стекла	Условное обозначение
Темное уviolевое	УФС	Красное	КС
Фиолетовое	ФС	Темное инфракрасное	ИКС
Синее	СС	Пурпурное	ПС
Сине-зеленое	СЗС	Темное	ТС
Желто-зеленое	ЖЗС	Нейтральное (серое) . . .	НС
Желтое	ЖС	Уviolевое белое	БС
Оранжевое	ОС		

По характеру применяемых красителей цветное оптическое стекло делят на две группы: окрашенное селеном и сернистым кадмием и окрашенное молекулярно растворенными красителями.

Ко второй группе обычно относят стекла, не содержащие в своем составе красящих добавок, и стекло марки ПС8.

Спектральные характеристики стекол первой группы, включающей в себя желтые, оранжевые и красные стекла, определяются числовыми значениями следующих величин:

$\lambda_{\text{пр}}$ — длиной волны, характеризующей условно принятую границу пропускания по спектру, т. е. длиной волны, при которой оптическая плотность $D_{\lambda_{\text{пр}}}$ стекла в слое заданной толщины превышает на 0,3 значение оптической плотности стекла при той же толщине;

k_{λ_0} — коэффициентом светопоглощения для длины волны λ_0 , особо оговариваемой для стекла каждой марки;

$K\rho$ — крутизной кривой оптической плотности, вычисляемой как разность плотности в заданной толщине при длинах волн $\lambda_{\text{пр}} - 20$ нм и $\lambda_{\text{пр}}$.

По допускаемым отклонениям $\lambda_{\text{пр}}$ от установленных значений селено-кадмиевые стекла разделяются на три категории:

- 1-я категория — отклонение ± 5 нм;
- 2-я категория — отклонение ± 10 нм;
- 3-я категория — отклонение ± 15 нм.

Молекулярно окрашенные стекла подразделяют на избирательно-поглощающие и нейтральные. Спектральная характеристика молекулярно окрашенных стекол с избирательным поглощением определяется значениями коэффициента светопоглощения k_{λ} при установленных длинах волн λ для стекла каждой марки.

Нейтральные стекла характеризуются числовым значением среднего коэффициента светопоглощения $k_{\text{ср}}$, определенного как среднее арифметическое из значений коэффициента светопоглощения k_{λ} , измеренного в видимой области спектра, а также допускаемыми отклонениями $k_{\text{ср}}$ и наибольшими допускаемыми значениями среднего отклонения $O_{\text{ср}}$ и максимального отклонения O_{max} , устанавливаемыми в зависимости от категорий для каждой марки стекла. Значение $O_{\text{ср}}$ вычисляют как среднее ариф-

метическое из абсолютных значений коэффициента светопоглощения k_λ в оговариваемой области спектра от измеренных значений $k_{ср}$ в той же области и выражается в процентах.

Величина $O_{\max}$ определяется как максимальное из абсолютных значений отклонения коэффициента светопоглощения k_λ от измеренной величины $k_{ср}$ и выражается в процентах от $k_{ср}$.

По оптической однородности, двойному лучепреломлению, бесвиальности и пузырьности оптические селено-кадмиевые и молекулярно окрашенные стекла разделяются на категории и классы в соответствии с ГОСТом 3514—67. Высшая категория, возможная для поставок стекла каждой марки, устанавливается в зависимости от габаритных размеров детали техническими условиями на стекло.

Измерение спектрального пропускания образцов оптического цветного стекла выполняют на кварцевых фотоэлектрических спектрофотометрах типа СФ-4 или СФ-4А, снабженных компенсационными ламповыми схемами и позволяющих проводить измерения в области спектра от 220 до 1100 нм. Метод измерения заключается в сравнении тока фотоэлемента, освещенного монохроматическим светом, прошедшим через образец, с током того же фотоэлемента, освещенного тем же монохроматическим потоком, прошедшим через воздух или образец сравнения.

Коэффициент пропускания определяется отношением

$$\tau_\lambda = \frac{N_1}{N},$$

где N_1 и N — показания отсчетного потенциометра при освещении фотоэлемента световым потоком, прошедшим через испытуемый образец, и световым потоком, свободно прошедшим на фотоэлемент. Коэффициент светопоглощения цветного стекла вычисляют так:

$$k_\lambda = \frac{D_\lambda - D_r}{l},$$

где $D_\lambda = -\lg \tau_\lambda$;

D_r — поправка на отражение от двух поверхностей образца;

l — толщина образца.

Относительную погрешность определения k_λ вычисляют по формуле

$$\frac{\Delta k_\lambda}{k_\lambda} = \pm \left(\frac{0.43}{D_\lambda} \cdot \frac{\Delta \tau}{\tau_\lambda} + \frac{\Delta l}{l} \right).$$

Здесь Δk_λ — погрешность определения k_λ ;

D_λ — оптическая плотность образца;

Δl — погрешность определения толщины образца;

$\Delta \tau_\lambda$ — погрешность измерения коэффициента пропускания, определяемая по формуле

$$\Delta \tau_\lambda = \pm \left[\delta \tau_\lambda + \left| \frac{d\tau_\lambda}{d\lambda} \right| \Delta \lambda \right],$$

где $\delta\tau_\lambda$ — погрешность измерения, обусловленная наличием рассеянного света в образце;

$\frac{d\tau_\lambda}{d\lambda}$ — тангенс угла наклона кривой коэффициента пропускания в точке, соответствующей длине волны λ ;

$$\frac{d\tau_\lambda}{d\lambda} = \frac{\tau_{\lambda+\Delta\lambda} - \tau_{\lambda-\Delta\lambda}}{10};$$

$\Delta\lambda$ — погрешность отсчета по шкале длин волн.

Измерениям подлежат образцы прямоугольной формы размером примерно 15×25 мм или диски диаметром 5 мм. Толщина образца должна быть такой, чтобы коэффициент пропускания при всех длинах волн, для которых требуется измерение, находился в пределах значений 0,1—0,8. При этом толщина образца не должна быть более 40 и менее 0,3 мм, допустимая разнотолщинность образца на длине 25 мм не более 0,5 мм. Толщина образца должна быть измерена с точностью 0,5%.

Рабочие грани образцов полируют на смоле без контроля пробным стеклом. На участках, подлежащих измерениям, не должно быть видимых следов недополировки, а также свилей, пузырей и других внутренних неоднородностей.

Светофильтры из цветного стекла широко применяются в фотографической практике как корректирующие, контрастные светофильтры при портретной, пейзажной и воздушной съемках, как специальные светофильтры при печати, в микрофотографии, спектроскопии. Светофильтры из цветного стекла, применяемые при съемках на фотографические материалы, характеризуются величиной фотографической кратности. Эта величина обусловлена спектральной чувствительностью применяемого фотографического материала и условиями освещения при съемке. Фотографическая кратность показывает, во сколько раз должна быть увеличена экспозиция, необходимая для достижения нормальной плотности почернения при фотографировании через светофильтр.

Аналитически фотографическую кратность можно вычислить по формуле

$$K = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda E_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda E_\lambda \tau_\lambda d\lambda},$$

где S_λ — спектральная чувствительность применяемого фотоматериала;

E_λ — распределение энергии в спектре источника освещения;

τ_λ — спектральное пропускание фильтра;

λ_1 и λ_2 — пределы интегрирования, которые определяются областью существования подынтегральных функций,

Экспериментальное значение величины фотографической кратности цветного светофильтра определяют на стандартном сенситометре. Для этого на заданном фотоматериале экспонируются два отпечатка стандартного сенситометрического клина: один при свободном прохождении света от эталонного источника через стандартный клин на первый фотоматериал, другой при наличии светофильтра, кратность которого требуется определить, его устанавливают между эталонным источником и вторым фотоматериалом. Затвор стандартного сенситометра работает по принципу свободно падающего тела, и для данной географической широты местности эффективная выдержка его постоянна.

Экспонированный фотоматериал с впечатанными сенситометрическими клиньями для проявления крепят к стеклу с помощью двух резиновых зажимов и проявляют в кювете.

Для устранения гидродинамического эффекта при проявлении кювету покачивают с периодом примерно один раз в 30 с. Процесс проявления ведется до оптимальной чувствительности фотоматериала. Фотометрирование полученных сенситограмм выполняют на денситометре ДФЗ-10.

По первой сенситограмме определяют коэффициент контрастности, достигнутый при проявлении первого фотоматериала, и область нормальных экспозиций. Затем на первой и второй сенситограммах выбирают одно и то же поле сенситограммы и определяют значения плотности почернения его D_1 и D_2 соответственно для двух сенситограмм. При этом значения плотности D_1 и D_2 должны соответствовать прямолинейному участку характеристической кривой сенситограммы 1.

Значение фотографической кратности светофильтра определяют так:

$$\lg K = \frac{D_1 - D_2}{\gamma},$$

где γ — коэффициент контрастности, до которого проявлена сенситограмма;

D_1 и D_2 — плотности одного и того же поля сенситограмм 1 и 2.

В табл. 10 приведены значения фотографической кратности светофильтров трех типов, определенные для панхроматического фотоматериала, и спектральные характеристики светофильтров ($\lambda_{пр}$ и крутизна спектральной кривой).

Как видно из табл. 10, значение фотографической кратности K цветных светофильтров колеблется в весьма широких пределах даже для светофильтров, изготовленных в пределах второй категории по $\lambda_{пр}$. Поэтому для экспонетрического расчета процесса фотографирования совершенно необходимо знание фактической фотографической кратности светофильтра для заданных условий фотографирования.

Тип свето- фильтра	$\lambda_{\text{пр}}$ в нм	Крутизна спек- тральной кривой	K	Тип свето- фильтра	$\lambda_{\text{пр}}$ в нм	Крутизна спек- тральной кривой	K
ЖС18	502	1,4	1,3	ОС14	585	1,2	2,7
ЖС18	504	1,5	1,4	КС14	625	2,9	4,9
ЖС18	506	1,7	1,6	КС14	630	2,5	6,7
ОС14	574	1,5	2,2	КС14	646	1,2	8,9
ОС14	575	1,1	2,1				

9. Измерение показателей преломления кристаллов

1. Общие сведения о кристаллах

Кристаллы находят широкое применение в оптическом приборостроении. Основное преимущество кристаллов в сравнении с другими видами материалов — многообразие их физических и механических свойств. Большинство кристаллов прозрачно на широких участках спектра, а значения показателей преломления и дисперсии изменяются в кристаллах значительно сильнее, чем в других материалах. Только кристаллические материалы имеют двойное лучепреломление. Многие кристаллы имеют высокую температуру плавления, что позволяет использовать их в качестве термостойких материалов.

Уже давно для оптических целей использовались природные кристаллы каменной соли (NaCl), сильвина (KCl), флюорита (CaF_2), кварца (SiO_2), кальцита (CaCO_3 — исландский шпат) и слюды, из которых изготовлялись призмы, компенсаторы и оптические детали поляризационных приборов. Однако природные оптические кристаллы редко имеют необходимые размеры и качество. Современная техника выращивания кристаллов позволила получить кристаллы, ранее не встречавшиеся в природе, например, фтористый литий LiF , фтористый барий BaF_2 , бромистый калий KBr , кремний Si , германий Ge и др. [11]. Для контроля качества кристаллов и измерения их оптических параметров необходимо знать особенности распространения света в кристаллах. Рассмотрим наиболее важные из них [7, 47, 82].

Основное отличие кристаллической среды от сред, подобных оптическому стеклу, заключается в явлении двойного лучепреломления. Это явление вызвано различием скоростей распространения в кристалле двух световых волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, т. е. с оптической точки зрения анизотропия среды характеризуется различной по разным направлениям способностью среды реагировать на действие падающего

света. оказавшись преломления, а следовательно, и скорость света зависят от направления распространения световой волны и ее плоскости поляризации. Поэтому для анизотропной среды волновая поверхность P — поверхность, до которой распространяется за время t световое возбуждение, исходящее из точки A (рис. 26), отлична от сферической, характерной для изотропной среды, в которой скорость распространения света не зависит от направления. Направление распространения поверхности постоянной фазы (нормаль N к волновой поверхности) не совпадает с лучом S , указывающим направление распространения энергии (радиус-вектор AC). По данному направлению N линейно поляри-

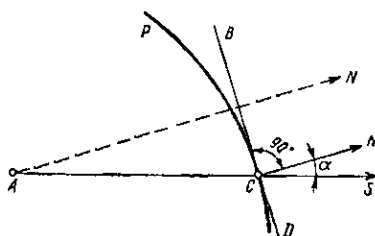


Рис. 26. Распространение света в анизотропной среде

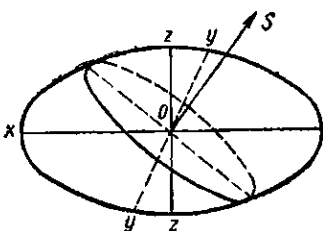


Рис. 27. Эллипсоид Френеля для определения лучевых скоростей в кристалле

зованная волна распространяется с двумя фазовыми скоростями, соответствующими двум различным направлениям колебания электрического (или магнитного) вектора волны. Скорость фазы q , измеренная вдоль нормали, будет отличаться от скорости распространения световой энергии v , измеренной вдоль луча, поэтому $q = v \cos \alpha$, где α — угол между направлением нормали N и направлением луча S . Двум значениям скорости фронта по нормальям q_1 и q_2 , обуславливающим двойное лучепреломление, соответствуют и два значения v_1 и v_2 скорости фронта по лучу. Для определения скоростей v_1 и v_2 воспользуемся вспомогательной поверхностью, называемой эллипсоидом Френеля:

$$n_x^2 x^2 + n_y^2 y^2 + n_z^2 z^2 = \text{const}$$

или

$$\frac{x^2}{v_x^2} + \frac{y^2}{v_y^2} + \frac{z^2}{v_z^2} = \frac{1}{c^2},$$

где n_x, n_y, n_z — главные значения показателя преломления;
 v_x, v_y, v_z — главные лучевые скорости;
 c — скорость света в вакууме.

Эллипсоид Френеля (рис. 27) служит для определения лучевых скоростей v_1 и v_2 по любому направлению в кристалле. Для этого надо рассесть эллипсоид плоскостью, перпендикулярной к направлению распространения света OS . Это сечение в об-

шем случае будет иметь форму эллипса, главные оси которого взаимно перпендикулярны; длины полуосей равны лучевым скоростям v_1 и v_2 , а соответствующие показатели преломления будут

$$n_1 = \frac{c}{v_1}; \quad n_2 = \frac{c}{v_2}.$$

Если вычислить, пользуясь свойствами кристалла, или измерить экспериментально значения лучевых скоростей (показателей преломления), то можно построить поверхность, до которой дойдет к моменту t световое возбуждение, распространяющееся из данной точки кристалла. Для этого надо по всем направлениям отложить отрезки, пропорциональные $v_1 t$ и $v_2 t$. Получится поверхность с двумя полостями, в общем случае довольно сложного вида. Кристаллы, оптические свойства которых описываются шаровой поверхностью Френеля, оптически изотропны. Кристаллы с оптическими свойствами, описываемыми эллипсоидами вращения, оптически анизотропны и называются оптически одноосными. Все другие кристаллы принадлежат к оптически двуосным и также оптически анизотропным кристаллам; их оптические свойства описываются эллипсоидом общего вида. В одноосных кристаллах существует только одно направление, вдоль которого не наблюдается двойного лучепреломления; в двухосных кристаллах таких направлений два. Эти направления называются оптическими осями. В самом общем случае кристалл имеет две оптические оси, угол между которыми зависит от свойств кристаллов.

Оптической индикатрисой кристалла называют поверхность, представляющую собой эллипсоид, главные полуоси которого в условных единицах равны главным показателям преломления кристалла: наибольшему n_1 , среднему n_2 и наименьшему n_3 . Индикатриса обладает тем свойством, что главные полуоси эллипса, который является произвольным ее сечением, равны показателям преломления n_1 и n_3 двух распространяющихся в кристалле световых волн, имеющих своей нормалью нормаль к выбранному сечению.

Наибольшее практическое применение в оптическом приборостроении нашли изотропные и одноосные кристаллы.

Исследование оптических свойств кристаллов и измерение их оптических констант — это обширная область кристаллооптики [7, 11, 47, 48, 82]. Здесь кратко рассмотрим только некоторые, наиболее важные с практической точки зрения методы определения основных характеристик кристаллов: различение одноосных кристаллов от двухосных, измерение угла осей кристаллов и их показателей преломления.

Основным и универсальным прибором для исследования оптических свойств кристаллов служит поляризационный микроскоп.

В исследовании кристаллов с помощью поляризационного микроскопа особую роль играют наблюдения в сходящемся пучке

лучей, позволяющим наглядно видеть ориентировку кристалла и исследовать ряд его оптических свойств. Метод наблюдений в сходящемся свете, или коноскопический метод, основан на том, что через пластинку, вырезанную из кристалла, пропускают сходящийся пучок поляризованных лучей, состоящих из множества параллельных пучков, идущих во всех направлениях в пределах апертуры микрообъектива (рис. 28). Каждый параллельный

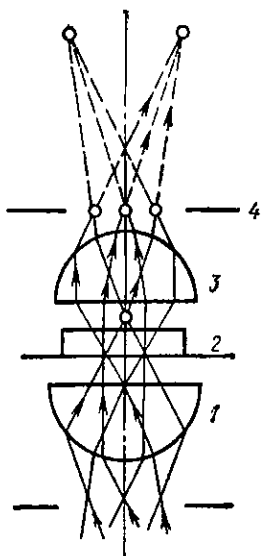


Рис. 28. Ход лучей в объективе поляризационного микроскопа:

1 — конденсор; 2 — кристалл; 3 — объектив; 4 — диафрагма

пучок, пройдя через кристалл и объектив микроскопа, сходится в некоторой точке фокальной плоскости объектива. Совокупность таких пучков, интерферирующих между собой, дает сложную интерференционную картину, вид которой зависит от распределения разностей хода и направлений колебаний в различно на-

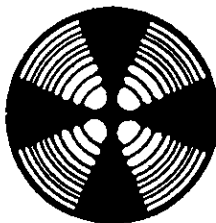


Рис. 29. Коноскопическая фигура одноосного кристалла в разрезе, перпендикулярном к его оптической оси

правленных световых пучках, прошедших через исследуемый кристалл. Поэтому вид интерференционной картины зависит от ориентировки кристалла, от его «осности» (т. е. от того, является ли кристалл одноосным или двухосным), от апертуры объектива микроскопа, а также от величины двойного лучепреломления кристалла и его толщины. Интерференционные картины, наблюдаемые при исследовании кристаллов в сходящемся свете, называют коноскопическими фигурами. Наиболее характерные коноскопические фигуры наблюдаются в ориентированных разрезах, а именно в пластинках, вырезанных из одноосных кристаллов перпендикулярно к оптической оси и из двухосных кристаллов перпендикулярно к биссектрисе острого угла оптических осей (рис. 29—32). В пластинках, вырезанных не строго перпендикулярно оптической оси одноосного кристалла, наблюдается сме-

чение темного креста из центра поля зрения тем больше, чем больше угол наклона оптической оси кристалла относительно нормали к пластинке. При вращении столика микроскопа в этом случае центр креста перемещается по окружности, причем его ветви остаются параллельными самому себе.

Коноскопическая фигура, наблюдаемая в пластинках, вырезанных из двухосных кристаллов перпендикулярно к биссектрисе острого угла между осями, сохраняет свой характер при небольших наклонах биссектрисы относительно нормали к пластинке, но смещается при этом из центра поля зрения.



Рис. 30. Коноскопическая фигура двухосного кристалла в разрезе, перпендикулярном к биссектрисе острого угла оптических осей



Рис. 31. Изохромы одноосного кристалла в разрезе, параллельном оптической оси



Рис. 32. Коноскопическая фигура двухосного кристалла в разрезе, перпендикулярном к оптической оси

Угол между оптическими осями кристалла может быть измерен по коноскопической фигуре, наблюдаемой в пластинках, вырезанных перпендикулярно или почти перпендикулярно к острой биссектрисе, если выходы обеих осей видны в поле зрения. Это измерение основано на том, что расстояние от любой точки до центра коноскопической фигуры пропорционально синусу угла между осью микроскопа и лучами, сходящимися в этой точке. Угол осей $2V$ кристалла может быть вычислен по формуле [47]

$$\sin V = \frac{kd}{n_2},$$

где k — константа оптической системы микроскопа (константа Малляра);

d — половина расстояния между вершинами гипербол в коноскопической фигуре, измеренного с помощью окулярного микрометра;

n_2 — средний показатель преломления.

Для определения константы Малляра необходимо измерить расстояние $2d$ у кристалла с известным углом оптических осей и известным значением n_2 .

Для определения ориентировки пластинок и измерения угла оптических осей как крупных, так и мелких кристаллов служат конометры [47, 48], основанные на измерениях коноскопических фигур кристаллов путем совмещения с перекрестием окуляра зрительной трубы выхода сначала одной, а затем второй оптической оси. Зная угол поворота держателя с исследуемым кристаллом и параметры прибора, определяют угол между оптическими осями кристалла и другие его характеристики.

Показатели преломления — основные оптические константы кристаллов. Их можно измерить наиболее точно и надежно, поэтому измерением их пользуются как для диагностики кристаллов, так и для выявления вариаций их химического состава.

Для измерения показателей преломления кристаллов в основном применяют те же методы и приборы, что и для оптического стекла, однако имеются некоторые особенности, связанные главным образом с ориентировкой кристалла в измерительном приборе. Рассмотрим эти особенности для основных методов измерения показателя преломления: гониометрического, рефрактометрического и метода Обреимова.

2. Гониометрический метод

Для измерений на гониометре необходимо изготовить из исследуемого кристалла трехгранную призму, у которой две боковые грани являются рабочими и поэтому должны быть полированными. Если исследуемый кристалл оптически изотропен, т. е. относится к кубической сингонии, то призма может иметь любую кристаллографическую ориентировку. Для измерения показателей преломления одноосных кристаллов призма должна быть ориентирована так, чтобы ребро, по которому пересекаются полированные грани, было параллельно оптической оси кристалла. При такой ориентировке призмы можно непосредственно измерить показатели преломления кристалла для обыкновенного и необыкновенного лучей простейшим и наиболее точным методом угла наименьшего отклонения.

Призму из двухосного кристалла изготавливают так, чтобы ее преломляющее ребро было параллельно одной из осей индикатрисы и одна из плоскостей симметрии индикатрисы делила пополам угол между полированными гранями. На такой призме можно измерить методом угла наименьшего отклонения два главных показателя преломления кристалла. Для измерения третьего показателя преломления нужно изготовить вторую призму, ориентированную подобным же образом, но с иным расположением осей или плоскостей симметрии индикатрисы.

Методика измерений показателей преломления кристалла методом угла наименьшего отклонения аналогична рассмотренной выше для оптического стекла. Разница состоит в том, что при измерениях в монохроматическом свете в поле зрения наблюдают

два изображения щели коллиматора. Одно из этих изображений образовано лучами с колебаниями, параллельными ребру призмы, другое перпендикулярно ему. Измеряя угол наименьшего отклонения последовательно для каждого изображения щели, определяют соответствующий показатель преломления кристалла, пользуясь формулой (3). Преломляющий угол призмы θ должен быть известен.

3. Рефрактометрический метод

Рефрактометрический метод измерения показателей преломления кристаллов основан на использовании явления полного внутреннего отражения. При измерениях применяются специальные приборы — кристалл-рефрактометры. Основная деталь кристалл-рефрактометра — это сплошная полусфера из стекла с большим показателем преломления (рис. 33). Плоская поверхность полусферы расположена горизонтально, и ее можно вращать вокруг вертикальной оси. Зрительную трубу с отсчетным устройством можно поворачивать вокруг горизонтальной оси, причем оптическая ось зрительной трубы при любом ее положении проходит через центр полусферы.

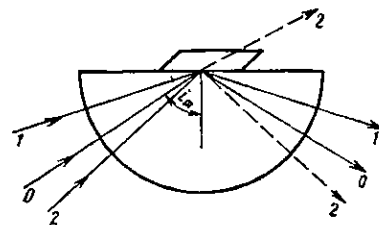


Рис. 33. Схема измерения показателя преломления на кристалл-рефрактометре.

Исследуемый кристалл должен иметь одну плоскую полированную поверхность. У оптически изотропных и одноосных кристаллов эта плоскость может быть ориентирована произвольно. У кристаллов двухосных нужно совместить полированную плоскость с одной из плоскостей симметрии индикатрисы, чтобы измерить три главных показателя преломления кристалла.

Исследуемый кристалл кладут полированной поверхностью на плоскую поверхность полусферы, предварительно смочив полусферу в месте контакта каплей жидкости, показатель преломления которой имеет промежуточное значение между показателями преломления кристалла и стекла полусферы. На кристалл с помощью зеркала направляют сходящийся пучок света от монохроматического источника. Лучи 1, падающие на поверхность кристалла под углами больше предельного угла i_m , полностью отражаются в полусферу. Лучи 2, падающие под углами меньше предельного, проникают в кристалл и лишь частично отражаются в полусферу. Поле зрения трубы разделено на две части: светлую, образованную полностью отраженными лучами, и полутемную, образованную частично отраженными лучами. Граница раздела соответствует лучам, отраженным под предельным углом. Установив поворотом трубы ее перекрестие на эту границу, отсчитыв-

входят по лимбу угол φ_0 , равный углу полного внутреннего отражения. Показатель преломления n , измеренный для данной плоскости кристалла, вычисляется по формуле

$$n = n_c \sin \varphi_0, \quad (13)$$

где n_c — показатель преломления материала полусферы.

Одна граница в поле зрения наблюдается только при измерениях оптически изотропных кристаллов. Если кристалл анизотропен, то в поле зрения видны две границы. У одноосных кристаллов эти границы соответствуют показателям преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей. При повороте полусферы вокруг ее вертикальной оси эти границы смещаются в поле зрения неподвижной трубы. У одноосных кристаллов смещается только одна граница, соответствующая необыкновенному показателю преломления, а граница, соответствующая обыкновенному, не меняет своего положения. Предельные углы полного внутреннего отражения измеряются при таком положении полусферы, когда обе границы расположены на максимальном расстоянии друг от друга. Сделав отсчеты для обеих границ, поворачивают полусферу на 180° и вновь снимают отсчеты. Для вычисления показателя преломления для той или другой волны берут среднее значение предельного угла из двух противоположных отсчетов и подставляют его в формулу (13).

У двухосных кристаллов, отполированных по плоскости симметрии индикатрисы, в поле зрения также наблюдаются две границы, одна из которых не смещается при вращении полусферы.

При измерении показателей преломления кристалла по первой границе берут отсчет при любом положении полусферы, при измерении по второй — при самом высоком и самом низком положениях границы. Каждый из отсчетов повторяют при повороте полусферы на 180° и берут среднее значение из двух противоположных отсчетов. По полученным трем значениям угла φ_0 вычисляют три главных показателя преломления кристалла.

4. Метод Обреимова

Для измерения показателей преломления кристаллов методом Обреимова необходимо перед кюветой и после нее установить соответственно поляризатор и анализатор. Если исследуемый кристалл двухосный, то для измерения трех главных показателей преломления он должен быть закреплен в ориентированном положении так, чтобы одна из осей его индикатрисы была параллельна стержню держателя. Кристалл должен быть ориентирован заранее, например, при помощи столика Федорова или конометра. При измерении показателей преломления одноосных кристаллов ориентировка не требуется.

После установки кристалла в кювете необходимо поляризатор и анализатор ориентировать так, чтобы плоскости поляриза-

ции были взаимно перпендикулярны, что проверяется по погасанию света. Удалив поляризатор и наблюдая вертикальные участки кристалла, вращают барабан монохроматора. В момент равенства показателей преломления кристалла и жидкости светлая полоса переходит через край изображения кристалла, причем край, обычно кажущийся темным, в этот момент светлеет. Дальнейшие измерения и обработку результатов выполняют аналогично измерениям показателей преломления оптического стекла, рассмотренным выше.

Метод Обреимова обеспечивает высокую точность измерений. Проведенные Н. М. Меланхолиным [47] опыты по проверке точности метода Обреимова на кристаллах показали, что ошибка измерения обыкновенного показателя преломления кристалла не превышает 0,0001, ошибка измерения необыкновенного показателя преломления меньше 0,0002.

Контроль качества плоских и сферических поверхностей

1. Метод коллиматора и зрительной трубы для контроля плоских поверхностей

Метод основан на использовании свойства плоских поверхностей, согласно которому плоский волновой фронт при отражении от идеальной плоской поверхности не меняет своей формы, а только поворачивается на определенный угол. Если отражающая поверхность имеет не строго плоскую форму, например сферичность, то это приведет к деформации волнового фронта, а деформация волнового фронта снизит разрешающую способность системы, в состав которой входит контролируемая поверхность.

Для осуществления контроля таким способом необходимо иметь коллиматор и зрительную трубу (рис. 34), предварительно выверенные на бесконечность одним из известных способов [5]. В фокальной плоскости коллиматорного объектива 2 располагается штриховая или радиальная мира 1, изображение которой рассматривается с помощью зрительной трубы (объектив 4 и окуляр 5). Контролируемая поверхность 3 располагается таким образом, чтобы лучи, выходящие из объектива коллиматора, после отражения от нее попали в объектив зрительной трубы. Качество поверхности оценивается по разрешающей способности всей системы в целом (коллиматор, плоская поверхность и зрительная труба) путем сравнения с разрешающей способностью этой же системы без плоской поверхности. С этой целью контролируемую поверхность исключают из хода лучей, а ось коллиматора совмещают с осью зрительной трубы. Для оценки качества поверхности служит коэффициент

$$k = \frac{\psi}{\psi_0},$$

где ψ — разрешающая способность всей системы;

ψ_0 — разрешающая способность системы без плоской поверхности.

Этот метод позволяет дать только косвенную оценку качества плоской поверхности, хотя во многих практических случаях этой оценки вполне достаточно. Основными достоинствами способа являются его простота и доступность в сочетании с небольшими затратами времени. Кроме того, контроль протяженных плоских поверхностей можно осуществить с помощью коллиматора и зрительной трубы, диаметр объектива которых значительно меньше контролируемой плоскости. Из рис. 34 видно, что $a = D \sec i$, где D — диаметр объектива коллиматора.

Эту же схему (рис. 34) можно применить для контроля сферичности плоских поверхностей, устанавливая в фокусе объек-

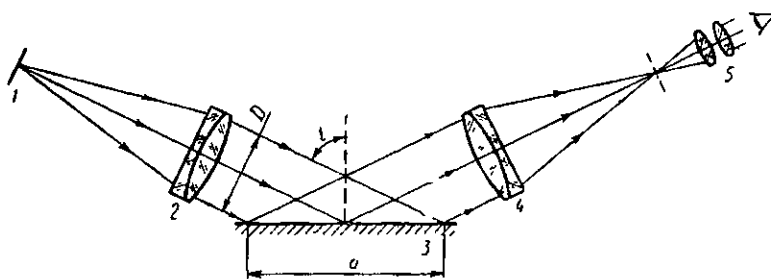


Рис. 34. Схема контроля плоских поверхностей методом коллиматора и зрительной трубы

тива коллиматора точечный источник света вместо миры. Если контролируемая поверхность имеет сферическую форму с очень большим радиусом кривизны, то отраженный пучок будет иметь астигматическую форму. Лучи меридионального сечения образуют вблизи фокальной плоскости трубы линию, расположенную перпендикулярно меридиональному сечению. Лучи саггитального сечения тоже фокусируются в линию, но расположенную в меридиональной плоскости. Расстояние между этими линиями называется астигматической разностью и обозначается Δ_a . Это расстояние можно измерить по перемещению окуляра, сфокусированного последовательно на саггитальное и меридиональное изображение точки. Радиус кривизны R контролируемой поверхности можно определить по известной [45] формуле

$$R \approx \frac{2f^2 \sin i \operatorname{tg} i}{\Delta_a}, \quad (14)$$

где f — фокусное расстояние объектива зрительной трубы.

Если передний фокус объектива зрительной трубы находится в середине отрезка a (см. рис. 34), то формула (14) из приближенной обращается в точную.

Важным достоинством рассмотренного способа является возможность контроля шлифованных поверхностей, так как при больших углах падения матовая поверхность дает зеркальное отражение,

В частном случае, когда контролируемая поверхность расположена перпендикулярно падающему пучку лучей, отпадает надобность в зрительной трубе, однако вместо коллиматора необходимо применить автоколлиматор. Сущность рассмотренного способа контроля с помощью миры остается неизменной. При контроле поверхности в наклонных пучках иногда вместо зрительной трубы устанавливают эталонное плоское зеркало перпендикулярно отраженным лучам, а вместо коллиматора — автоколлиматор.

2. Контроль по виду дифракционного изображения точки

Этот метод применяется чаще всего для контроля вогнутых сферических поверхностей, он основан на сравнении наблюдаемого дифракционного изображения точки с ее теоретическим видом. Метод позволяет дать только качественную оценку контролируемой поверхности, так как количественное определение погрешностей практически невозможно.

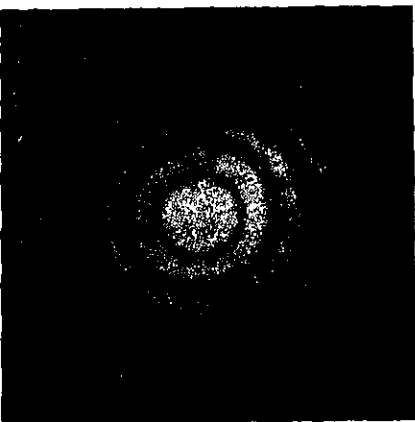


Рис. 35. Вид дифракционного изображения идеальной точки (кружок Эри)

Любой оптический прибор независимо от его устройства имеет ограниченные размеры. Поэтому при прохождении света вблизи краев реальных диафрагм всегда наблюдается дифракция. Дифракцией называют обусловленное волновой природой света явление отклонения от законов распространения света геометрической оптики, возникающее при прохождении света в среде с резкими оптическими неоднородностями. В геометрической оптике идеальным изображением точки называют такое изображение, когда все лучи сходятся строго в одной точке.

Если из идеального оптического прибора выходит сходящийся гомоцентрический пучок лучей (в понятии геометрической оптики), то в результате интерференции дифрагированных лучей происходит перераспределение световой энергии в малом объеме вокруг вершины пучка. Рассматривая с помощью микроскопа с увеличением $(100-200) \times$ изображение точки, являющейся вершиной гомоцентрического и монохроматического пучка лучей, можно увидеть характерную картину (рис. 35), получившую название «кружок Эри». Кружок Эри состоит из центрального

яркого диска, окруженного чередующимися светлыми и темными кольцами убывающей яркости. Если определить расчетным путем количество световой энергии, распределенной в центральном светлом пятне и в отдельных светлых кольцах [72], то получим:

Область	Количество световой энергии в %
Центральный диск	83,78
Светлое кольцо:	
первое	7,22
второе	2,77
третье	1,46
четвертое	0,91
Остальные светлые кольца	3,86
Всего	100%

Так как основная часть энергии сосредоточена в центральном диске, то радиусом кружка Эри принято считать радиус первого темного кольца

$$\rho = \frac{0,61\lambda}{\sin u},$$

где λ — длина волны света;

u — угол крайнего луча с осью (апертура пучка).

Для контроля качества сферических или плоских поверхностей необходим автоколлимационный микроскоп или обычный микроскоп с автоколлимационным окуляром. Предметная точка микроскопа 1 (рис. 36), в которой находится действительное изображение точечной диафрагмы микроскопа, совмещается с центром кривизны S вогнутой сферической поверхности 2. Если контролируемая поверхность имеет идеальную форму, то отраженные лучи образуют гомоцентрический пучок, а изображение точки будет иметь вид кружка Эри: резко очерченный яркий центральный диск, а также резко очерченное, но гораздо менее яркое первое светлое кольцо. Иногда просматриваются второе и реже третье кольца.

Если поверхность имеет зональные погрешности, симметричные относительно оси, то это вызывает перераспределение энергии в дифракционных кольцах: очень яркими могут быть средние кольца при ослаблении освещенности центральных и крайних, или, наоборот, наибольшую освещенность имеют крайние и центральные кольца при слабой освещенности средних. Если поверхность имеет астигматизм, то это вызывает появление эллиптичности колец. В практике контроля сферических и плоских поверхностей по виду дифракционного изображения точки во многих случаях достаточно установить сам факт отклонения контролируемой поверхности от идеальной формы; оценка погрешностей в данном методе имеет ориентировочный характер.

Контроль плоских поверхностей (рис. 37) по виду дифракционного изображения точки можно осуществить с помощью

вспомогательной сферической вогнутой поверхности, качество которой предварительно проверено каким-либо способом. Взаимное расположение микроскопа 1, вспомогательной сферы 3 и контролируемой плоской поверхности 2 показано на рис. 37.

Важно заметить, что центр кривизны сферической поверхности является апланатической точкой, и поэтому точечный источник света не обязательно устанавливать строго в центре кривизны сферической поверхности. В рассмотренных схемах можно использовать обычный микроскоп достаточно большого увеличения и освещенную точечную диафрагму, установленную вблизи центра кривизны сферической поверхности. Однако диаметр d такой

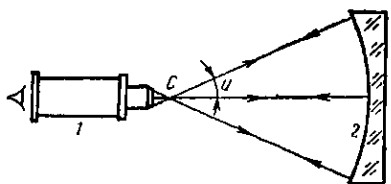


Рис. 36. Схема контроля качества вогнутой сферической поверхности по виду дифракционного изображения точки

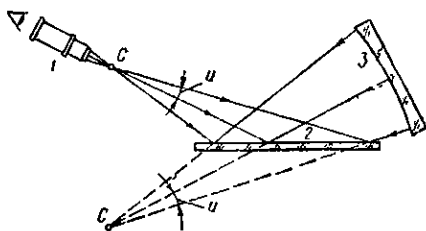


Рис. 37. Схема контроля плоской поверхности

диафрагмы должен быть меньше диаметра дифракционного изображения точки (кружка Эри) для данной сферической поверхности, т. е. необходимо выполнить условие

$$d \leq 2,44\lambda \left(\frac{R}{D} \right),$$

где λ — длина волны света;

D и R — соответственно диаметр и радиус сферической поверхности.

Это же условие должно выполняться и для изображения предметной точки микроскопа, используемого для наблюдения кружка Эри. Качество и размер изображения точки, построенного с помощью автоколлимационного микроскопа, легко проверить, рассматривая это изображение на плоском зеркале, используемом в качестве предметной плоскости.

Очевидно, что для контроля выпуклых сферических поверхностей необходимо иметь вспомогательный объектив высокого качества, диаметр которого должен превышать диаметр контролируемой поверхности, а также автоколлимационный окуляр для наблюдения кружка Эри. Схема контроля усложняется, а использование ответственных вспомогательных элементов снижает уверенность в результатах контроля. Поэтому контроль выпуклых сферических поверхностей по виду дифракционного изображения точки применяется значительно реже, чем вогнутых.

1. Метод пробных стекол

Этот метод получил наибольшее распространение в оптическом производстве, так как имеет достаточно высокую точность в сочетании с простотой и наглядностью оценки качества контролируемой поверхности. Сущность метода основана на использовании интерференционных явлений, возникающих в тонком воздушном слое между контролируемой и эталонной поверхностями. Метод пробных стекол применим только для полированных поверхностей.

Пусть на рис. 38 пластинка 1 имеет идеально плоскую нижнюю поверхность, образующую тонкий клинообразный слой с контролируемой поверхностью пластинки 2. Луч, падающий на пластинку 1 приблизительно по нормали к нижней поверхности, частично отражается в точке А. Интенсивность отраженного луча составляет приблизительно 4—5% первоначальной интенсивности при контроле поверхностей деталей, изготовленных из оптического стекла. Второе отражение луча, вышедшего из пластинки 1, происходит в точке В, расположенной на контролируемой поверхности. Таким образом, возникают два когерентных луча, имеющих приблизительно одинаковую интенсивность. Поверхность ОА играет роль разделительного элемента в простейшем интерферометре. Очевидно, что разность хода между интерферирующими лучами равно удвоенному воздушному зазору в наблюдаемой точке, т. е. величине $2h$. Угол α воздушного клина равен отношению h/a , а ширину b интерференционной полосы в данном случае можно определить по формуле

$$b = \frac{a\lambda}{2h},$$

где a — ширина поля интерференции;

λ — длина волны света, используемого для наблюдения интерференционной картины.

Если $h = \lambda/2$, то ширина одной интерференционной полосы займет все поле интерференции, т. е. $a = b$. В клинообразном слое, образованном плоскими поверхностями, наблюдаются интерференционные полосы равной толщины, направленные параллельно ребру клина. Качество контролируемой поверхности оценивается по искривлению интерференционных полос. Форма интерференционной полосы воспроизводит по величине и знаку

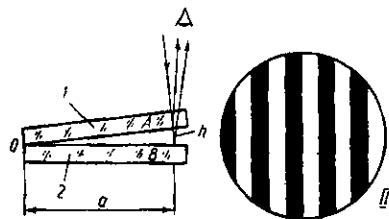


Рис. 38. К методу пробных стекол:
I — схема образования когерентных лучей; II — вид интерференционных полос

профиль воздушного слоя, заключенного между поверхностями в сечении, параллельном направлению полос. При работе в белом свете одна интерференционная полоса соответствует воздушному зазору, равному приблизительно 0,25 мкм (половина длины волны для середины видимой области спектра).

Аналогичным образом можно оценить качество сферической поверхности, накладывая на нее обратную по форме эталонную сферическую поверхность. В производственных условиях для наблюдения интерференционной картины в качестве источников света используются широкие освещенные поверхности, например, белый экран, участки стен, небо и т. п. Однако в этом случае наблюдаемые интерференционные полосы не являются полосами равной толщины, а полосами смешанного типа, но при работах средней точности этим пренебрегают. Поверхности деталей перед наложением тщательно очищают. Местные нагревы деформируют оптические поверхности и искажают форму полос, поэтому в ответственных случаях после наложения стекол друг на друга они отстаиваются, пока интерференционная картина не примет окончательный вид. Точность оценки кривизны полос уверенно достигает 0,1 полосы, т. е. качество поверхностей контролируется с точностью порядка 0,03 мкм.

При очень тщательных исследованиях поверхностей методом пробных стекол необходимо применять для освещения нормальные пучки лучей, особенно при контроле крутых сферических поверхностей. Использование монохроматического света повышает резкость интерференционной картины и точность контроля.

Пробные стекла изготавливают диаметром до 130 мм трех типов: рабочие пробные стекла для проверки поверхностей оптических деталей, контрольные пробные стекла для проверки поверхностей рабочих пробных стекол и основные пробные стекла для проверки поверхностей контрольных пробных стекол. Требования к качеству изготовления пробных стекол указаны в ГОСТе 2786—62.

Основным недостатком метода пробных стекол является контакт эталонной поверхности пробного стекла с контролируемой поверхностью, в результате чего последняя часто повреждается, так как в воздушном зазоре могут оказаться твердые частицы пыли, остатки абразивных материалов и т. п. Поэтому требуется тщательная очистка контактируемых поверхностей. Кроме того, метод неудобен при контроле поверхностей большого диаметра (свыше 200 мм) и малых радиусов кривизны (например фронтальных линз объективов микроскопов), а для контроля поверхностей различных радиусов кривизны требуется для каждого радиуса иметь свой комплект пробных стекол (эталонный, контрольный и рабочий).

Технические приемы контроля методом пробных стекол подробно описаны в литературе [24, 64] и поэтому здесь не рассматриваются.

Принципиальные схемы различных типов интерферометров для контроля плоских поверхностей одинаковы и основаны на использовании интерференционных явлений, возникающих в воздушном зазоре между эталонной и контролируемой поверхностями. Однако воздушный зазор в этом случае в отличие от метода пробных стекол имеет значительную величину (порядка нескольких миллиметров), и его можно регулировать механиче-

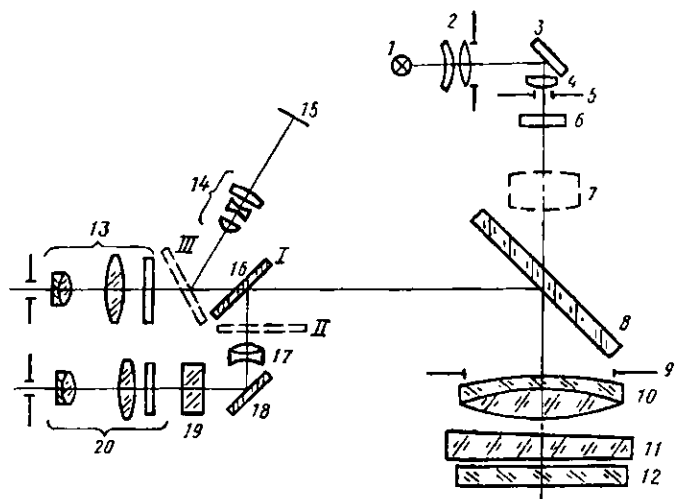


Рис. 39. Оптическая схема интерферометра для контроля плоскостей и плоскопараллельности

скими устройствами. Общая особенность этих интерферометров — применение телецентрического хода лучей и монохроматического освещения. В качестве источника света обычно используют газоразрядные спектральные лампы (например, ртутные).

Для контроля плоских оптических поверхностей и плоскопараллельности стеклянных пластинок диаметром до 200 мм служит интерферометр (рис. 39), разработанный в Государственном оптическом институте им. С. И. Вавилова (ГОИ) [42].

Источник света 1 (ртутная лампа) с помощью конденсорных линз 2 и 4 и зеркала 3 освещает раздвижную щелевую диафрагму 5, установленную в фокальной плоскости объектива 10. Для выделения монохроматических лучей с длиной волны $\lambda = 546,1$ нм служит светофильтр 6. Пучок лучей, выходящих из объектива 10, преобразуется в параллельный и падает на клиновидную пластину 11 и контролируемую деталь 12. Диафрагма 9 служит для регулирования светового диаметра пучка лучей, отраженных от

контролируемой поверхности. Нижняя поверхность клиновидной пластины 11 является эталонной. В воздушном клине между проверяемой поверхностью детали и эталонной поверхностью пластины 11 возникают интерференционные полосы равной толщины. Пучки лучей, отраженных от этих поверхностей, проходят через объектив 10, отражаются от полупрозрачной пластинки 8 и зеркала 16 и поступают в телескопическую лупу, состоящую из объектива 17, зеркала 18, оптического микрометра 19 и окуляра 20 с сеткой. Телескопическая лупа сфокусирована на контролируемую поверхность и служит для наблюдения интерференционной картины. Для фотографирования последней служит объектив 14 и фотопленка 15, при этом зеркало 16 становится в положение III.

Оптический микрометр 19 в виде плоскопараллельной пластины служит для измерения непрямолинейности интерференционных полос. Окуляр 20 и микрометр 19 жестко соединены и могут вращаться для установки сетки нитей параллельно направлению интерференционных полос.

Для контроля плоскопараллельности пластинок в ход лучей включается объектив 7 с увеличением $4\times$, проектирующим диафрагму 5 на поверхность контролируемой пластинки 12. Зеркало 16 выводится из пучка лучей (положение II), идущих к окуляру 13. Объектив 10 и окуляр 13 образуют зрительную трубу, служащую для наблюдения интерференционных полос равного наклона.

Интерферометр ИПП-15 устроен аналогично и служит для контроля плоскостности и плоскопараллельности оптических деталей диаметром до 150 мм [27]. Погрешность измерения не превышает 0,05 мкм. Плоскопараллельность может быть измерена у деталей толщиной не более 20 мм с точностью 0,1 мкм.

Интерферометр ИТ-40 позволяет контролировать детали диаметром до 200 мм [27]. В комплект прибора входит клиновидная образцовая пластинка с металлическим отражающим слоем, имеющим коэффициент пропускания 8—10%. Благодаря этому можно контролировать поверхности с коэффициентом отражения от 20 до 98%.

3. Бесконтактный контроль сферических поверхностей на интерферометре Ю. В. Коломийцова и И. И. Духопела

Принципиальная схема интерферометра для бесконтактного контроля сферических поверхностей представлена на рис. 40 [34].

Наиболее важной особенностью интерферометра является наличие значительного воздушного промежутка между контролируемой S_2 и эталонной S_1 поверхностями. Величина воздушного промежутка может достигать 2—3 мм, при этом контраст интерференционной картины остается удовлетворительным. Эта особенность интерферометра дает три очень важных преимущества:

руемых сферических поверхностей; возможность выявления малых местных ошибок при значительном отклонении радиуса кривизны сферической поверхности от номинального значения; возможность контроля асферических поверхностей, мало отличающихся от сферы. Кроме того, интерферометр обеспечивает бесконтактный контроль поверхностей.

Интерференционная картина возникает в воздушном зазоре между поверхностями S_1 и S_2 . Когерентность интерферирующих лучей обеспечивается благодаря расщеплению первичных лучей на эталонной поверхности S_1 . Каждый луч, выходящий из объектива 6, достигнув поверхности S_1 , расщепляется на два луча: один из них отражается от поверхности S_1 и повторяет свой путь в обратном направлении, другой проходит через поверхность S_1 , отражается от контролируемой поверхности S_2 и также повторяет свой путь в обратном направлении.

Очевидно, что разность хода между интерферирующими лучами определяется воздушным зазором между поверхностями S_1 и S_2 , а когерентными источниками света можно считать вершины пучков лучей, отраженных от этих поверхностей. Так как контролируемая деталь 8 имеет возможность перемещений в продольном и поперечном направлениях, то интерференционную картину можно получить как в виде полос, так и в виде колец. Очевидно, что любое искажение сферической поверхности S_2 вызовет удвоенную деформацию отраженного от нее волнового фронта, что приведет к соответствующему искривлению интерференционных полос или колец. Определяя величину этих искажений, находят место и величину погрешностей контролируемой поверхности.

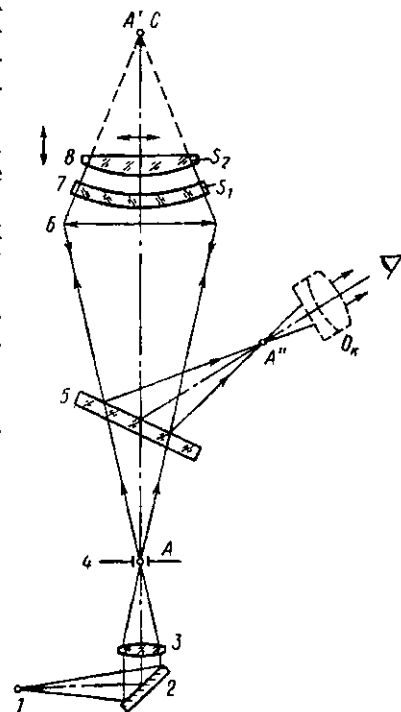


Рис. 40. Принципиальная схема интерферометра Ю. В. Коломийцова и И. И. Духопела:

1 — источник света (например, ртутная лампа); 2 — зеркало; 3 — конденсорная линза; 4 — диафрагма; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — объектив; 7 — концентрический мениск; 8 — контролируемая деталь; S_1 — эталонная сферическая поверхность; S_2 — контролируемая сферическая поверхность; A' — изображение точки A , построенное объективом 6 в мениском 7; C — центр кривизны контролируемой сферической поверхности; A'' — изображение точки A' , построенное в обратном ходе лучей; O_k — смежный окуляр

Рассмотренная принципиальная схема интерферометра реализована в двух моделях. Интерферометр КЮ-210 позволяет контролировать выпуклые поверхности с радиусом кривизны от 15 до 330 мм. Точность измерения радиусов кривизны по кольцам Ньютона составляет 1 мкм, а местных ошибок до 0,05 мкм. Интерферометр КЮ-211 предназначен для контроля вогнутых поверхностей с радиусами кривизны от 15 до 60 мм с теми же точностями, что и в интерферометре КЮ-210. В настоящее время разрабатываются более совершенные конструкции приборов, использующих рассмотренную принципиальную схему.

4. Теневые методы

В 1856 г. Леон Фуко предложил метод исследования качества оптических поверхностей и систем, сыгравший огромную роль в развитии прежде всего астрономической оптики, а в дальнейшем и оптического приборостроения вообще. Для этого метода

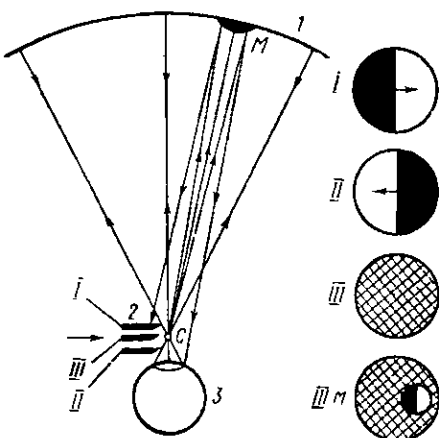


Рис. 41. К теории теневого метода Фуко

из которой выходит сходящийся пучок лучей, близкий к гомоцентрическому. Первоначально метод применялся для контроля качества вогнутых сферических поверхностей большого диаметра, а в дальнейшем нашел применение для контроля объективов, сложных оптических систем, неоднородностей оптического стекла и т. д. Кроме того, теневой метод нашел применение и для контроля асферических поверхностей либо непосредственно (вогнутые эллиптические поверхности), либо с применением дополнительных оптических деталей простейшей формы (плоские и сферические зеркала).

Сущность метода Фуко заключается в следующем (рис. 41). Пусть в центре кривизны C сферического зеркала I установлен точечный источник света или его изображение.

характерно сочетание чувствительности с чрезвычайной простотой выполнения и наглядностью. С помощью этого метода можно без особого труда обнаружить дефекты отражающей поверхности порядка $1/50$ длины волны света, а в предельном случае $1/200$ [45]. Однако теневой метод практически не позволяет количественно оценить погрешности поверхности, что является единственным серьезным недостатком этого метода.

Метод Фуко теоретически применим для исследования любой оптической системы,

Если зеркало имеет идеальную сферическую форму, то лучи после отражения от него вновь вернуться в точку C , образуя строго гомоцентрический пучок лучей. Расположим глаз наблюдателя 3 таким образом, чтобы все отраженные лучи прошли через зрачок глаза и достигли сетчатки. В этом случае наблюдатель увидит равномерно освещенную поверхность зеркала. Расположим вблизи точки C непрозрачный экран 2 с острым краем (например, лезвие безопасной бритвы). Этот экран получил название «иож Фуко» или просто иож. Начнем перемещать иож в направлении, перпендикулярном к оси пучка (показано стрелкой), оставляя глаз в прежнем положении. При движении ножа в положении I по мере перекрытия лучей наблюдатель увидит движение тени слева направо, в правой части рис. 41 показан вид теневой картины для положения I в момент касания оси пучка лезвием ножа. Если нож находится в положении II , то наблюдатель увидит то же явление, но в обратной последовательности.

Если же нож находится точно против центра кривизны зеркала (положение III), то при движении его слева направо происходит не мгновенное, а лишь очень быстрое и равномерное по всей поверхности зеркала понижение освещенности. Объясняется это тем, что в действительности в результате дифракционных явлений точка является не математической точкой, а площадкой конечных, хотя и очень малых размеров. Очевидно, если нож полностью перекроет эту площадку, то наблюдатель вообще не увидит зеркала.

Предположим теперь, что на поверхности зеркала есть деформированный участок M в виде бугра, а нож находится в чувствительном положении III . Наблюдатель увидит поверхность зеркала в целом равномерно освещенной, кроме участка M , у которого правая часть окажется светлой, а левая темной, так как отраженные лучи от правой половины бугра попадают в глаз, а от левой задерживаются ножом. Возникает характерная теневая картина (положение $III M$), позволяющая определить протяженность деформированного участка M и его положение на поверхности зеркала.

Д. Д. Максудов усовершенствовал метод Фуко, заменив точечный источник света узкой щелью, а нож — нитью, в результате чего повысился контраст теневой картины и чувствительность метода возросла в 2—3 раза [45].

Используя идею теневого метода, в ГОИ им. С. И. Вавилова разработали прибор ИАБ-10, позволяющий наблюдать теневую

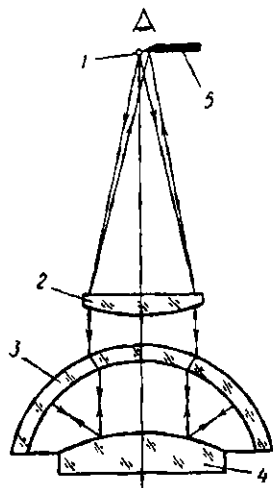


Рис. 42. Схема теневого прибора ИАБ-10

картину от вогнутых и выпуклых параболических поверхностей (рис. 42). Фокус параболической поверхности 4 совмещен с центром кривизны вогнутой полупрозрачной поверхности афокального мениска 3. Параллельный пучок лучей, выходящий из объектива 2, проходит мениск 3 и, отразившись от параболической поверхности 4, принимает форму расходящегося пучка. Лучи, падая нормально на сферическую поверхность мениска, идут в обратном направлении и дают в фокальной плоскости объектива 2 изображение точки, близкое к точке 1. При перекрытии пучка лучей ножом 5 возникает теневая картина, соответствующая рельефу волнового фронта, полученного от исследуемой поверхности. Прибор позволяет контролировать поверхности с радиусом кривизны при вершине от 5 до 50 мм и диаметром до 70 мм. Недостатком прибора являются большие световые потери, возникающие при двойном ходе лучей через мениск.

Контроль плоских поверхностей теньевым методом осуществляется с помощью вогнутого сферического зеркала высокого качества. Схема контроля аналогична схеме для контроля по виду дифракционного изображения точки (см. рис. 37), однако вместо микроскопа используется теневой прибор. Важно заметить, что при контроле сферических или плоских поверхностей на практике не требуется устанавливать точечный источник света или щель строго в центре кривизны сферического зеркала, так как последний является апланатической точкой. Изображение точки, расположенной вне центра кривизны сферического зеркала, не отличается от идеального при небольших относительных отверстиях зеркала.

Контроль качества асферических поверхностей

1. Классификация асферических поверхностей

Применение асферических поверхностей (АП) в оптических приборах в ряде случаев позволяет решить такие важные задачи, как улучшение качества изображения, повышение оптических характеристик и упрощение конструкции приборов, что связано с уменьшением их габаритных размеров и массы [13, 40]. Совершенно необходимы АП в специальных оптических приборах, например астрономических, или в приборах, работающих в рентгеновских лучах, углы падения которых на оптическую поверхность близки к 90° , а также в особых осветительных системах.

Хотя преимущества и целесообразность применения АП известны давно, их практическое использование в настоящее время ограничено из-за трудностей изготовления и контроля [66]. Известные методы контроля сферических поверхностей либо малоприменимы, либо принципиально неприменимы для контроля АП, что потребовало создания специальных методов и приборов.

В настоящее время нет общепринятой классификации АП, хотя предложения по ее созданию были. Предлагаемая классификация, с точки зрения авторов, удобна в практических целях.

В основу любой классификации закладываются наиболее важные признаки классифицируемого объекта. Для АП такими признаками являются виды уравнений АП и требования к точности их изготовления. Эти признаки носят более общий характер, чем другие признаки, например, оптические свойства поверхностей, их коррекционные возможности, вид симметрии и др.

В большинстве случаев в оптических системах применяются поверхности вращения, причем начало прямоугольных координат (x, y, z) совмещается с вершиной поверхности, а ось вращения — с оптической осью системы (осью x). При этом наиболее употребительны следующие виды уравнений АП:

$$by^2 + cz^2 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_nx^n = 0;$$

$$x = A_1(y^2 + z^2) + A_2(y^2 + z^2)^2 + \dots + A_n(y^2 + z^2)^n.$$

По виду этих уравнений все АП с осью симметрии можно разделить на две основные группы: поверхности второго порядка и поверхности высших порядков (рис. 43). Кроме того, целесообразно выделить АП, мало отличающиеся от сферы или плоскости. Так как последние могут иметь уравнения как второго, так и более высокого порядка, то эти АП занимают промежуточное положение между двумя основными группами. Методы изготовления и



Рис. 43. Классификация видов асферических поверхностей

контроля АП, мало отличающихся от сферы или плоскости (порядка нескольких микрон), как правило, значительно проще других видов, поэтому эти поверхности весьма часто встречаются в расчетах оптических систем.

Все поверхности второго порядка также можно разделить на две основные группы. В первую группу входят поверхности с замечательным оптическим свойством: наличием пары анаберрационных точек, являющихся геометрическими фокусами кривых второго порядка. Эти поверхности образованы вращением кривых второго порядка вокруг оси, соединяющей геометрические фокусы (вытянутый эллипсоид вращения, параболоид и двухполостной гиперболоид). Оптические свойства этих поверхностей широко используют в приборах различного назначения, а также для контроля их качества.

Ко второй группе поверхностей второго порядка относятся поверхности цилиндрические, конические, сплюснутые эллипсоиды (поверхности, образованные вращением эллипса вокруг малой оси) и однополостные гиперболоиды. Эти поверхности также имеют интересные оптические свойства, используемые в различных целях. Наибольшее распространение среди них нашли цилиндрические поверхности, главным образом в оптических системах, предназначенных для анаморфирования изображений.

Поверхности высшего порядка делятся на поверхности с монотонной меридиональной кривой (монотонные поверхности) и немонотонные (типа поверхностей Шмидта и др.). К монотонным поверхностям высших порядков относятся теоретические поверхности, образованные вращением окружности вокруг прямой, не пересекающей ее; бочкообразные, образованные вращением дуги окружности вокруг ее хорды, и др. К этой же группе монотонных поверхностей относятся поверхности, образованные вращением монотонных кривых (не имеющих специального названия) вокруг их оси симметрии.

Для многих АП высшего порядка можно найти соответствующие АП второго порядка, имеющие минимальные отступления от их профиля. Очевидно, что поверхности, мало отличающиеся от поверхностей второго порядка, могут иметь как монотонный, так и немонотонный профиль, и поэтому должны занимать промежуточное положение среди монотонных и немонотонных АП.

Классификация АП по требованиям к точности их изготовления представлена в табл. 11. В основу оценки погрешностей положен метод условных пробных стекол, с помощью которых допустимые отклонения асферической поверхности от ее теоретического вида можно характеризовать числом интерференционных колец N и местной ошибкой ΔN , как это принято для сферических поверхностей. Приведенные значения N и ΔN носят ориентировочный характер, но отражают установившиеся понятия о классах точности.

Таблица 11

Класс точности	Вид асферической поверхности	Требования к точности	
		N	ΔN
Высокий	Отражающая Преломляющая	До 1 До 1—2	До 0,1 » 0,3
Средний	Отражающая Преломляющая	2—3 3—4	0,1—0,5 0,3—2
Низкий	Отражающая или преломляющая	5 и более	1—5

2. Контактно-механические методы контроля формы асферических поверхностей

Эти методы основаны на использовании шаблонов, калибров, щуповых инструментов, сферометров, полярных компараторов; их применяют главным образом для предварительной оценки качества контролируемых поверхностей. Основное преимущество методов заключается в том, что они позволяют контролировать

шлифованные поверхности, для которых неприменимы оптические методы. Недостатки методов этой группы очевидны: невысокая точность и наличие контакта измерительного инструмента с контролируемой поверхностью, в результате чего последняя может быть повреждена.

Наиболее часто для контроля шлифованных асферических поверхностей применяют различные сферометры, в частности серийно выпускаемый сферометр ИЗС-7.

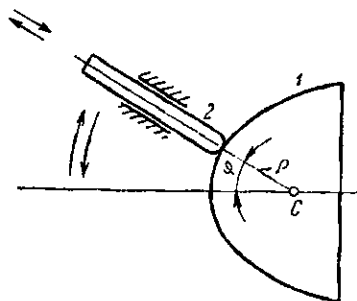


Рис. 44. Схема измерений профиля асферических поверхностей на полярном компараторе

Контролируемую поверхность устанавливают на сферометр так, чтобы ось симметрии ее совпадала с осью измерительного стержня q (см. рис. 69), после чего снимают отсчет по микроскопу для выбранного диаметра кольца. Эталонном для установки нуля-пункта служит либо плоскость, либо сфера ближайшего радиуса кривизны, в редких случаях эталонная сферическая поверхность. Измеряя стрелки прогиба асферической поверхности для различных кольцевых зон, сравнивают их с расчетными значениями, на основании чего делают заключение о качестве поверхности [31, 43].

Измерения с помощью полярного компаратора заключаются в определении полярных координат (радиуса-вектора ρ и координатного угла φ) контролируемой поверхности 1 с помощью измерительного стержня 2, перемещающегося вдоль своей оси и вращающегося вокруг точки C (рис. 44). Погрешность измерений зависит от точности установки контролируемой детали относительно оси вращения и точности отсчетных движений. Полярный компаратор позволяет контролировать профиль поверхности с точностью 1—2 мкм.

3. Метод асферических пробных стекол

Метод пробных стекол, широко применяемый для контроля качества сферических поверхностей, имеет ограниченное применение для контроля асферических поверхностей. Объясняется это трудностью изготовления такого пробного стекла, которое имело бы точную и обратную контролируемой детали форму поверхности, а также более сложными приемами пользования асферическим пробным стеклом, так как необходимо точное совмещение осей эталонной и контролируемой поверхностей. Кроме того, аттестацию пробного стекла необходимо проводить каким-либо другим методом, имеющим более высокую точность, чем контролируемая поверхность.

Однако, несмотря на эти недостатки, применение асферических пробных стекол считают целесообразным для контроля даже небольших серий асферических деталей, так как изготовление одного-двух пробных стекол оправдывается экономически [32]. Очевидно, что при изготовлении больших серий асферических деталей метод асферических пробных стекол можно использовать как основной производственный метод, но на этом перспективы его применения, по-видимому, заканчиваются, так как не решаются главной проблемы контроля асферических поверхностей. Асферическое пробное стекло невозможно изготовить и недопустимо использовать без строгой его аттестации, что невозможно без применения других, достаточно точных и надежных методов контроля. Метод пробных стекол практически также неприменим для контроля асферических поверхностей большого диаметра, например свыше 250 мм.

Техника наложения асферического пробного стекла на контролируемую поверхность отличается необходимостью тщательной центрировки интерференционной картины по ее центральным кольцам, что особенно трудно выполнить для крутых и значительно отличающихся от сферы асферических поверхностей. Качество контролируемой поверхности оценивают по числу, распределению и виду интерференционных колец. Оценка по интерференционным полосам практически невозможна, так как для их получения необходимо децентрировать эталонную асферическую поверхность относительно контролируемой. Это не позволяет отличить погрешности контролируемой поверхности от мнимых погрешностей, вызванных децентрировкой. Цена одного интерференционного кольца (полосы) как и для сферических пробных стекол, составляет $\sim 0,25$ мкм для видимой области спектра.

4. Метод пробных сферических стекол для контроля асферических поверхностей, мало отличающихся от сферы

В настоящее время наиболее освоено изготовление асферических поверхностей, мало отличающихся от сферы или плоскости. Получение таких АП возможно как механической ретушью, так и методом вакуумной асферизации. Для контроля АП, мало отличающихся от сферы (порядка нескольких микрометров), применяют пробные стекла, а также специальные интерферометры.

Если АП мало отличается от сферы, то отклонения ее от сферы можно рассматривать как «запланированные» погрешности формы. Измеряя эти погрешности путем наложения пробного стекла с ближайшей сферической поверхностью, можно по распределению интерференционных колец определить действительную форму АП и сравнить ее с теоретической. В этом заключается сущность метода пробных стекол в применении к контролю АП, мало отличающихся от сферы.

чевидно, что осуществление этого метода возможно лишь в тех случаях, когда ширина интерференционных колец доступна для измерения их диаметра. Важно заметить, что расстояние между интерференционными кольцами зависит не от абсолютной величины отступления АП от ближайшей сферы, а от угла воздушного клина, образованного АП и сферой. Для приближенного расчета ширины колец воспользуемся следующими рассуждениями. Пусть расстояние от точки касания поверхностей до точки с воз-

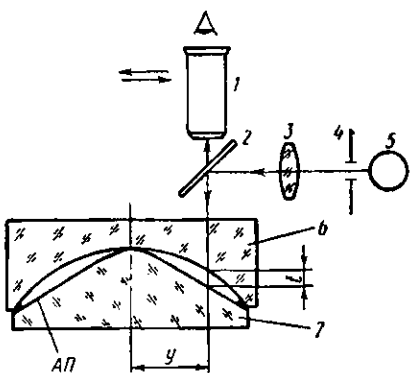


Рис. 45. Схема контроля асферических поверхностей методом пробных стекол:

1 — микроскоп; 2 — полупрозрачная пластинка; 3 — конденсорная линза; 4 — диафрагма; 5 — источник монохроматического света; 6 — пробное стекло; 7 — линза с контролируемой АП

душным зазором t равно y (рис. 45). Тогда условия образования интерференционных колец в рассматриваемом случае можно считать аналогичным образованию интерференционных полос в плоском клине.

С учетом принятых допущений получим

$$b = \frac{\lambda y}{2t},$$

где b — ширина интерференционных колец;

λ — длина волны света.

Таким образом, минимальная ширина кольца $b_{\min}$ зависит от отношения $y/t_{\max}$, а не от абсолютной величины максимального воздушного зазо-

ра $t_{\max}$. Очевидно, что число m интерференционных колец, наблюдаемых на участке y , можно определить по формуле

$$m \approx \frac{y}{b_{\min}} = \frac{2t_{\max}}{\lambda}.$$

Величины $b_{\min}$ и m являются основными при решении вопроса о практическом применении метода пробных стекол. Действительно, если $b_{\min} < 0,01$ мм, то для наблюдения и измерения интерференционных колец необходим микроскоп сильного увеличения, который, как правило, имеет небольшое рабочее расстояние. Поэтому наблюдение интерференционных колец, локализованных в воздушном зазоре, практически невозможно с помощью обычных микроскопов. На основании практического опыта работы можно считать, что $b_{\min} \geq (0,05 \div 0,1)$ мм является необходимым условием для выполнения надежного контроля.

Число m интерференционных колец, диаметры которых необходимо измерить, определяет трудоемкость метода пробных стекол. При $m > 100$ трудоемкость метода становится решающим фактором, так как затраты времени и нестабильность условий контроля ставят под сомнение надежность контроля. При работе

на микроскопах типа УИМ-21 одно наведение перекрестия на интерференционное кольцо, снятие отсчета и его запись занимают примерно 45—50 с при нормальной освещенности интерференционных колец и их резкости. После 20—25 наведений наступает утомление глаза наблюдателя. С учетом времени на промежуточный отдых измерение одного кольца занимает 1 мин, а 100 колец — 1,5 ч.

Важно заметить, что метод пробных стекол позволяет контролировать только форму АП, но не ее местные ошибки. Контроль последних возможен только в тех редких случаях, когда $m \leq (3 \div 4)$ при $b_{\min} \geq 5$ мм, т. е. для АП, очень мало отличающихся от сферы.

Практическое осуществление способа поясняется на рис. 44. Необходимым условием правильного наложения пробного стекла на контролируемую АП является расположение центра кривизны сферической поверхности на оси симметрии АП. Признаком выполнения этого условия является симметричность интерференционных колец, т. е. одинаковое число их слева и справа от вершины в любом меридиональном сечении. Операция наложения пробного стекла на контролируемую АП является наиболее ответственной и требует большой предосторожности. Для фиксации пробного стекла в правильном положении между асферической и сферической поверхностями на краю воздушного зазора устанавливаются шарики пластилина. Радиус кривизны сферической поверхности пробного стекла рассчитывается с учетом получения минимального воздушного зазора между контролируемой АП и пробным стеклом. Этот расчет выполняется по элементарным формулам аналитической геометрии и поэтому здесь не рассматривается.

Условия освещения воздушного зазора имеют большое значение при контроле крутых АП, когда необходимо нормальное падение лучей на АП. Однако метод пробных стекол мало применим в этом случае, так как измерения интерференционных колец также должны осуществляться в направлении нормалей. Эти условия выполняются при контроле АП на специальных интерферометрах [20, 80].

При контроле пологих АП лучи, выходящие из линзы 3 (рис. 45), должны образовать параллельный либо сходящийся пучок, чтобы отраженные от поверхностей воздушного клина лучи могли попасть в объектив микроскопа. Очевидно, что апертура микроскопа должна быть больше апертуры АП примерно в 2 раза при освещении параллельным пучком лучей. При нормальном падении лучей апертура должна быть равна апертуре АП или несколько превышать ее. При контроле АП, мало отличающихся от плоскости, в качестве эталонной поверхности используется плоскость, а воздушный зазор освещается параллельным пучком.

Собственно процесс контроля АП с помощью пробного стекла сводится к определению координат y каждого кольца (см. рис. 45) и величины воздушного зазора t между сферической и асферической

кой поверхности. Так как при переходе от данного кольца к соседнему величина t изменяется на $\lambda/2$, то зная номер кольца, можно построить по данным измерения зависимость $t = f(y)$ в виде таблицы или графика и сравнить полученные результаты с теоретическими. Точность контроля зависит главным образом от правильного наложения пробного стекла и состояния интерференционной картины. При резких, хорошо освещенных интерференционных кольцах, расстояние между которыми больше 1 мм, на микроскопе УИМ-21 достигается точность контроля величины t порядка 0,1 мкм, что вполне достаточно во многих случаях.

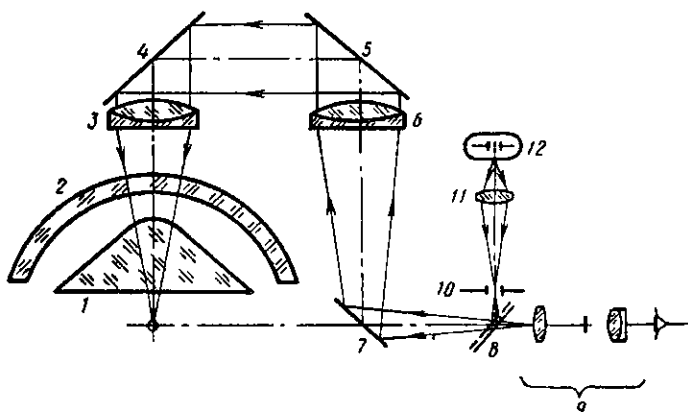


Рис. 46. Схема интерферометра для контроля профиля асферических поверхностей:

1 — деталь; 2 — концентрический мениск; 3, 6 — объективы; 4, 5 и 7 — поворотные зеркала; 8 — полупрозрачное зеркало; 9 — телескопическая лупа; 10 — точечная диафрагма; 11 — конденсор; 12 — монохроматический источник света

В тех случаях, когда АП мало отличается от сферы, но имеет большую кривизну, условия освещения воздушного зазора оказывают решающее влияние на точность контроля, поэтому схема, изображенная на рис. 45, для таких АП неприменима. В ГОИ им. С. И. Вавилова разработаны специальные приборы для контроля АП, мало отличающихся от сферы. Один из них — интерферометр Ю. В. Коломийцова и И. И. Духопела, рассмотренный выше, непосредственно применим для бесконтактного контроля АП, мало отличающихся от сферы, с точностью измерения 0,05—0,1 мкм. Методика работы на приборе подробно разработана И. И. Духопелом [20].

Аналогичную принципиальную схему имеет прибор, специально разработанный для контроля АП с небольшим отступлением от сферы [80]. Прибор снабжен поворотной головкой с простым объективом, исключающим необходимость применения сложных объективов с большой апертурой. Его можно использовать для

контроля поверхностей, представляющих собой полусферу и даже более полусферы (для выпуклых поверхностей).

Принципиальная схема интерферометра представлена на рис. 46. С помощью телескопической лупы 9 рассматривается интерференционная картина, возникающая в воздушном зазоре между мениском 2 и деталью 1. Внутренняя сферическая поверхность мениска 2 является эталонной. Детали 3—7 образуют поворотную проекционную систему, причем задний фокус объектива 3 совмещен с центром кривизны эталонной поверхности мениска 2 и расположен на оси вращения системы. Ход лучей в приборе показан на рисунке.

Интерференционная картина, возникающая из-за разности хода лучей, отраженных от эталонной и контролируемой поверхностей, характеризует изменения толщины воздушного зазора между ними. Если эталонная сферическая поверхность расположена симметрично относительно контролируемой, то интерференционная картина представляет собой систему концентрических колец. Измеряя их диаметры, можно определить радиусы кривизны соответствующих зон поверхности. Для полного контроля необходимо поворачивать проекционную головку, последовательно фиксируя номер интерференционного кольца и угол поворота головки [80].

Интерферометр ИТ-67, построенный по этой принципиальной схеме, при максимальной асферичности 5 мкм/мм имеет точность измерений по радиусу-вектору около 0,3 мкм.

5. Метод анаберрационных точек для контроля эллиптических, параболических и гиперболических поверхностей

1. Сущность метода

Поверхности, образованные вращением кривых второго порядка вокруг их оси симметрии, имеют замечательное свойство: различные пары анаберрационных точек, являющихся геометрическими фокусами этих кривых. Для сферы обе анаберрационные точки совпадают с ее центром кривизны. Для эллипсоида, образованного вращением эллипса вокруг его большей оси (рис. 47, а), анаберрационные точки F_1 и F_2 расположены по одну сторону от поверхности и на конечном расстоянии друг от друга. Для гипербоида, образованного вращением гиперболы вокруг оси, проходящей через ее вершину, анаберрационные точки расположены по разные стороны от поверхности и на конечном расстоянии друг от друга (рис. 46, б). Для параболоида одна анаберрационная точка находится в оптическом фокусе, а другая в бесконечности (рис. 46, в). Заметим при этом, что анаберрационные точки являются оптически сопряженными лишь для отражающих поверхностей.

Идея использования анаберрационных точек для контроля поверхностей вращения второго порядка заключается в следующем. Если поверхность имеет идеальную форму и точечный источник света расположен точно в одном из геометрических фокусов, то отраженные от поверхности лучи образуют сферический волновой фронт, центр кривизны которого совпадает с другим геометрическим фокусом. Различные методы контроля, основанные на использовании анаберрационных точек, по существу сводятся к исследованию тем или иным способом волнового фронта, образованного отраженными от поверхности лучами [61]. Способы исследования волнового фронта могут быть весьма раз-

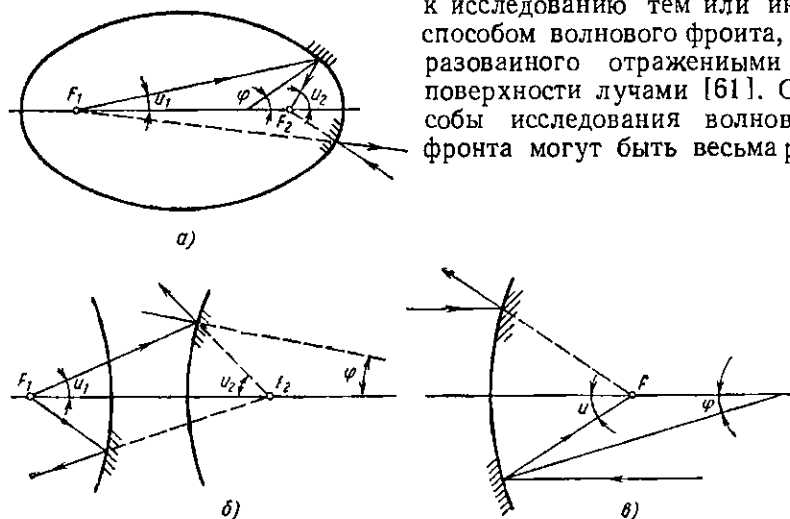


Рис. 47. Анаберрационные точки F_1 и F_2 отражающих поверхностей второго порядка:

а — эллиптических; б — гиперболических; в — параболических

нообразными и основываться на различных законах геометрической и физической оптики.

Интерференционные методы исследования волнового фронта требуют, как правило, создания автоколлимационной схемы при помощи дополнительного плоского или сферического зеркала, центр кривизны которого совмещается с одним из геометрических фокусов контролируемой поверхности. С другим фокусом поверхности совмещается точечный источник света или его изображение. Таким образом, три элемента автоколлимационной схемы: точечный источник света (или объектив, создающий его изображение), контролируемая поверхность и автоколлимационное зеркало должны занимать определенное положение относительно друг друга.

На рис. 48 показаны различные автоколлимационные схемы для выпуклых и вогнутых поверхностей вращения второго порядка.

Исследование волнового фронта, отраженного от контролируемой поверхности 1, сводится к определению деформации, т. е.

отступления его от сферической формы. Однако деформация волнового фронта может возникнуть как в результате ошибок изготовления самой поверхности, так и в результате неточности совмещения точечного источника света F' , создаваемого объективом 3.

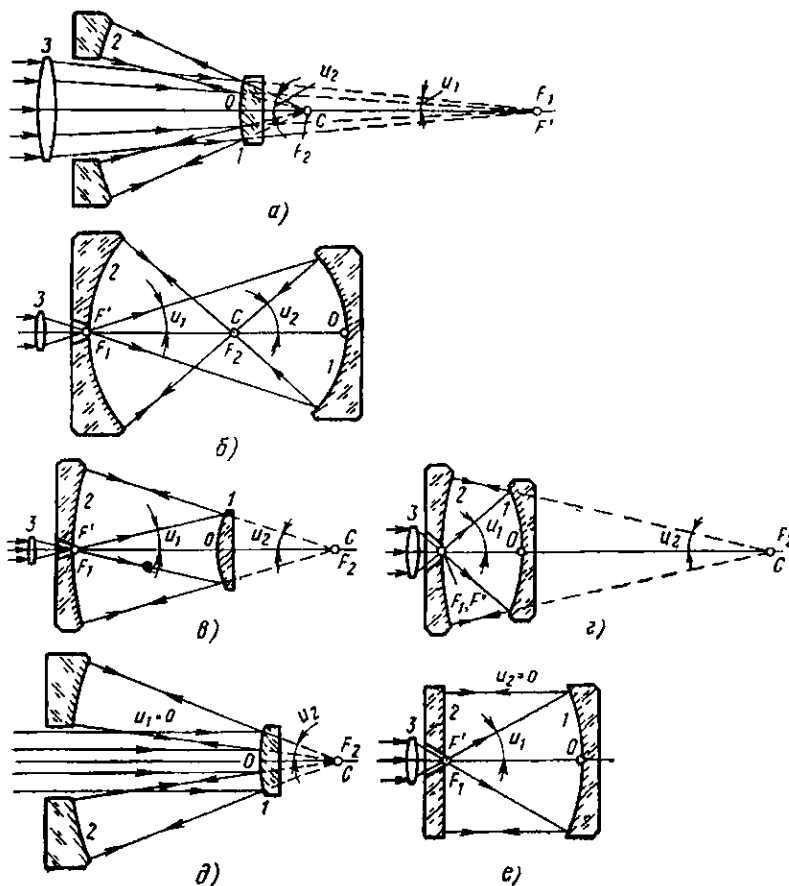


Рис. 48. Автоколлимационные системы для контроля асферических поверхностей второго порядка:

а, б — выпуклых и вогнутых эллиптических; в, г — гиперболических; д, е — параболических

или центра кривизны C сферического автоколлимационного зеркала 2 с геометрическими фокусами F_1 и F_2 поверхности. В дальнейшем это несовпадение точечного источника света (или центра кривизны сферического зеркала) с геометрическим фокусом будем называть расфокусировкой.

Очевидно, если интерференционная картина, возникающая при участии контролируемой поверхности и автоколлимационного зеркала 2, будет обусловлена погрешностями поверхности и

расфокусировкой при ее установке, то никаких достоверных заключений о качестве поверхности сделать нельзя, так как очень трудно при анализе интерференционной картины отличить погрешности изготовления поверхности от погрешностей ее установки и количественно их оценить. Поэтому прежде чем проектировать какой-либо прибор, основанный на использовании геометрических фокусов, необходимо установить, с какой точностью требуется совмещать источник света и центр кривизны автоколлимационного зеркала с геометрическими фокусами поверхности. Этот вопрос является основным в методах контроля, использующих анаберрационные точки поверхностей вращения второго порядка, поскольку он определяет практическую осуществимость метода и трудности, связанные с его использованием. Специальное исследование показало [57], что требования к точности указанных совмещений зависят от эксцентриситета поверхности второго порядка и апертурных углов в ее геометрических фокусах, которые являются анаберрационными, но не алланатическими точками. Если точечный источник света смещен относительно геометрического фокуса вдоль оси на малую величину Δ_x или перпендикулярно оси на малую величину Δ_y , то отраженные от поверхности второго порядка лучи образуют несферический волновой фронт, величину деформации которого для соответствующих случаев можно определить по формулам

$$N_x = \frac{8\Delta_x e \sin^4 \frac{u}{2}}{e^2 + 2e \cos u + 1}; \quad (15)$$

$$N_y = \frac{8\Delta_y e \sin^3 \frac{u}{2} \cos \frac{u}{2}}{e^2 + 2e \cos u + 1}, \quad (16)$$

где N_x и N_y — величины деформаций волновых фронтов соответственно для случаев продольной (смещение вдоль оси) и поперечной (смещение перпендикулярно оси) расфокусировок;

e — эксцентриситет поверхности второго порядка;
 u — апертурный угол в геометрическом фокусе, относительно которого определяется расфокусировка.

Формулы (15) и (16) справедливы для эллиптических и гиперболических поверхностей. Для параболических поверхностей или поверхностей, близких к ним ($e \approx 1$), можно воспользоваться формулами

$$N_x = \frac{\Delta_x}{2} u^2; \quad (17)$$

$$N_y = \frac{\Delta_y}{4} u^3; \quad (18)$$

где u — апертурный угол в фокусе параболической поверхности.

Зная параметры контролируемой поверхности и полагая, например, допустимую величину N_x или N_y равной 0,25 λ , по формулам (15)—(18) легко вычислить для соответствующего случая допустимые величины расфокусировок Δ_x и Δ_y . Эти величины главным образом и определяют трудоемкость центрировки автоколлимационных систем.

2. Интерферометр ИКП-1

На основе свойств анаберрационных точек был разработан интерферометр ИКП-1 для контроля асферических поверхностей второго порядка [61].

На рис. 49, а изображена оптическая схема интерферометра, в рабочей ветви которого установлена автоколлимационная система для контроля выпуклой гиперболической поверхности, и показан ход интерферирующих лучей. Волновой фронт, выходящий из рабочей ветви, должен быть плоским, если поверхность имеет идеальную форму, а центр кривизны S автоколлимационного сферического зеркала 9 и задний фокус F' объектива 7 точно совмещены соответственно с геометрическими фокусами F_1 и F_2 . При этом полупрозрачное зеркало 5, сферическое зеркало 9 и объектив 7 должны иметь высокое качество, так как их собственные погрешности влияют на деформацию волнового фронта, выходящего из рабочей ветви. Эти погрешности могут быть выявлены и в дальнейшем учтены при испытании объектива 7 и зеркала 9 в схеме интерферометра Тваймана, для этого необходимо совместить центр кривизны сферического зеркала с задним фокусом объектива. Такую взаимную проверку ответственных деталей легко осуществить на этом же интерферометре, и она не требует никаких дополнительных приспособлений.

Волновой фронт, выходящий из рабочей ветви, интерферирует с плоским волновым фронтом, идущим из эталонной ветви. По интерференционной картине определяют погрешности контролируемой поверхности. Для наблюдения и фотографирования интерференционной картины служит телескопическая лупа 2 $\times$ увеличения, состоящая из элементов 10, 11 и 12. Объектив 7, служащий для создания гомоцентрического пучка лучей, хорошо скорректирован на сферическую абберацию и условие синусов для работы в монохроматическом свете для линий D ($\lambda = 0,5890$ мкм) и e ($\lambda = 0,5461$ мкм). К интерферометру прилагаются четыре объектива аналогичной конструкции с апертурами $\sin u_1 = 0,5; 0,4; 0,3; 0,2$, диаметры зрачков входа у всех объективов одинаковы и равны 20 мм.

Так как лучи света дважды отражаются от контролируемой поверхности 8, то последняя должна иметь зеркальное покрытие. В качестве источников света 1 в интерферометре используются лампы типа ДНаС-18 или ДРС-50, установленные перед конденсором 2.

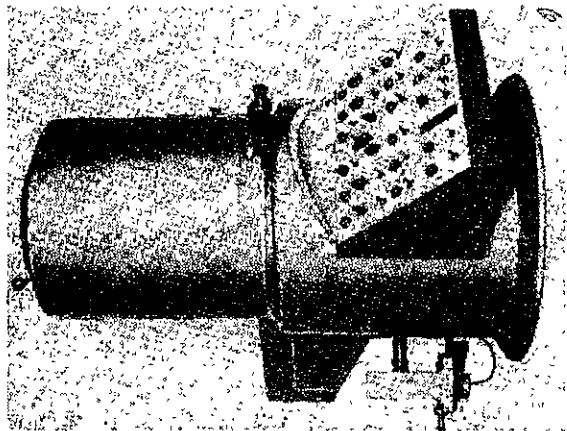
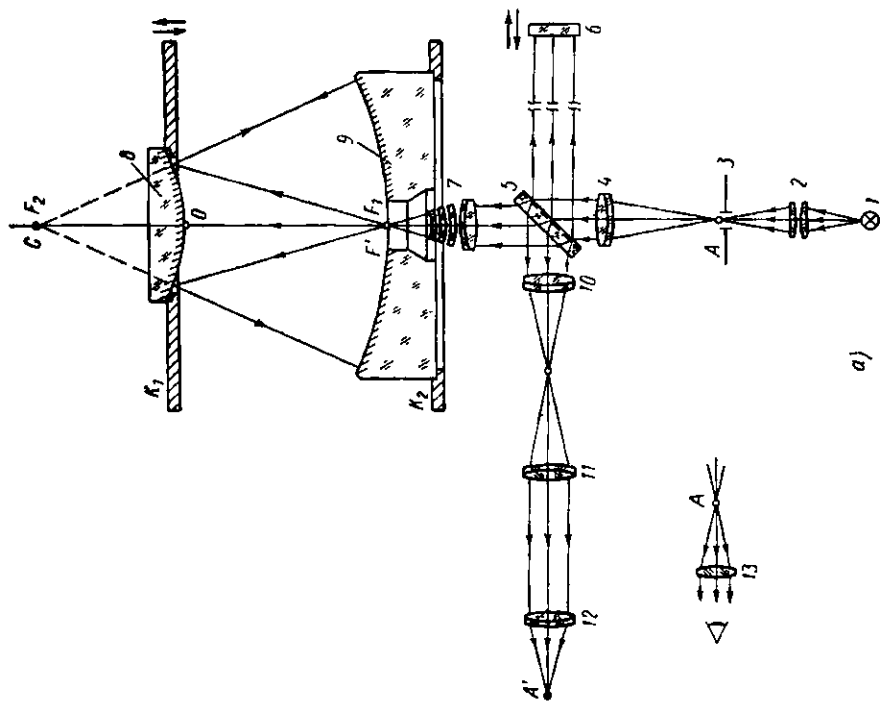


Рис. 49. Интерферометр ИКП-1 для контроля асферических поверхностей второго порядка:
 а — оптическая схема; б — внешний вид интерферометра ИКП-1

Важной особенностью конструкции интерферометра является вертикальное положение рабочей ветви. Это обеспечивает установку контролируемой детали и автоколлимационного зеркала без зажимных приспособлений и специальных оправ, что гарантирует их от пережатия. Элементы 8 и 9 (см. рис. 49) устанавливаются соответственно на каретках K_1 и K_2 , расстояние между которыми может меняться в пределах от 90 до 250 мм. Этот предел может быть значительно расширен путем установки указанных деталей на переходные кольца, которые также устанавливаются на каретках.

Для прохождения пучка лучей, идущих из объектива 7, автоколлимационное зеркало должно иметь отверстие в центре, поэтому на асферической поверхности неизбежно наличие центрального неконтролируемого участка. Диаметр этого участка зависит от вида и параметров контролируемой поверхности. Для вогнутых параболических, эллиптических и гиперболических поверхностей, а также вогнутых гиперболических диаметр отверстия в автоколлимационном зеркале, как видно на рис. 48, может быть небольшим, поэтому диаметр неконтролируемого участка в крайнем случае будет равен диаметру отверстия (для вогнутых параболических поверхностей), а в остальных случаях меньше диаметра отверстия. Для выпуклых параболических и эллиптических поверхностей неконтролируемый участок может достигать большой величины. Целесообразность применения интерферометра для контроля таких поверхностей должна быть решена в каждом конкретном случае путем расчета диаметра неконтролируемого участка. Этот расчет проводится по элементарным формулам, очевидным из геометрических соотношений рис. 48 для указанных поверхностей.

Другой важной особенностью конструкции интерферометра является дистанционное управление всеми юстировочными движениями, осуществляемое оператором с пульта управления, что позволяет вести непрерывное наблюдение за интерференционной картиной во время работы. Пульт управления удобно расположен непосредственно под зрительной трубой (см. рис. 49, б). При небольшом навыке положение кнопок управления на пульте легко запоминается. Оператора предупреждают о предельном положении юстирующихся деталей звуковыми и световыми сигналами.

В интерферометре предусмотрены следующие юстировочные движения: наклоны в любой плоскости и поступательные перемещения в трех взаимно перпендикулярных направлениях кареток K_1 и K_2 ; поступательное перемещение вдоль оси объектива 7 (см. рис. 49); поступательные перемещения и наклоны эталонного плоского зеркала 6. С помощью потенциометров скорости юстировочных движений могут регулироваться в удобных для работы пределах. Предусмотрена также возможность установки точечных диафрагм 3 различных диаметров с помощью револьверного

устройства Интерферометр позволяет в принципе контролировать все виды поверхностей второго порядка, но в основном предназначен для контроля вогнутых эллиптических, гиперболических и параболических, а также выпуклых гиперболических поверхностей.

Диапазон параметров контролируемых поверхностей определяется конструкцией интерферометра. Диаметр сечения параллельного пучка лучей, выходящих из коллиматорного объектива 4 (см. рис. 49), составляет 20 мм; этот диаметр может быть уменьшен до 5 мм с помощью ирисовой диафрагмы, установленной после объектива. На каретках K_1 и K_2 могут быть размещены оптические элементы, диаметр которых не превышает 210 мм. Расстояние между вершинами контролируемой поверхности и поверхности автоколлимационного зеркала может меняться в пределах $q = 90 \div 250$ мм. В имеющемся наборе объективов максимальное значение $\sin u_1 = 0,5$.

Чтобы ответить на вопрос о возможности контроля конкретной асферической поверхности на данном интерферометре, необходимо рассчитать соответствующую автоколлимационную систему, т. е. определить апертурный угол в первом геометрическом фокусе, диаметр и радиус автоколлимационного зеркала и сравнить полученные величины с их допустимыми значениями. Такой расчет выполняют по формулам, приведенным в табл. 12. Исходными данными в этих расчетах служат параметры контролируемой поверхности: r_0 — радиус кривизны при вершине АП; e — эксцентриситет; d — диаметр поверхности.

Меридиональную кривую любой поверхности второго порядка, как известно, можно описать уравнением

$$y^2 = 2r_0x + (e^2 - 1)x^2,$$

при этом ось x направлена вдоль оси симметрии кривой. Полагая $y = d/2$ и решая последнее уравнение относительно x , найдем $\Delta = |x|$ — «стрелу прогиба» асферической поверхности, затем, пользуясь формулами табл. 12, можно определить апертурные углы u_1 и u_2 . Диаметр автоколлимационного зеркала вычисляется по формуле

$$D = 2R \sin u_2,$$

где R — радиус автоколлимационного зеркала.

Диаметр неконтролируемого участка находят из выражения

$$C_0 = C \frac{OF_2}{R},$$

где C — диаметр отверстия в центре автоколлимационного зеркала.

Полученные значения D , u_1 , C_0 позволяют решить вопрос о возможности и целесообразности контроля конкретной поверхности на данном интерферометре. Для вогнутой параболической

Вид поверхности	OF_1	OF_2	$F_1 F_2$	$\operatorname{tg} u_1$	$\operatorname{tg} u_2$	R	$\bar{D}$
Эллип- тическая	выпуклая	$\frac{r_0}{1-\varepsilon}$	$\frac{r_0}{1+\varepsilon}$	$\frac{2r_0\varepsilon}{1-\varepsilon^2}$	$\frac{d}{2(OF_1-\Delta)}$	$\frac{d}{2(OF_2-\Delta)}$	$q + OF_2$ $d \left[1 + (1+\varepsilon) \frac{q}{r_0} \right]$
	вогнутая	$\frac{r_0}{1-\varepsilon}$	$\frac{r_0}{1+\varepsilon}$	$\frac{2r_0\varepsilon}{1-\varepsilon^2}$	$\frac{d}{2(OF_1-\Delta)}$	$\frac{d}{2(OF_2-\Delta)}$	$F_1 F_2$ $\frac{2d\varepsilon}{1-\varepsilon}$
Гипербо- лическая	выпуклая	$\frac{r_0}{\varepsilon-1}$	$\frac{r_0}{\varepsilon+1}$	$\frac{2r_0\varepsilon}{\varepsilon^2-1}$	$\frac{d}{2(OF_1+\Delta)}$	$\frac{d}{2(OF_2-\Delta)}$	$F_1 F_2$ $\frac{2d\varepsilon}{\varepsilon-1}$
	вогнутая	$\frac{r_0}{\varepsilon+1}$	$\frac{r_0}{\varepsilon-1}$	$\frac{2r_0\varepsilon}{\varepsilon^2-1}$	$\frac{d}{2(OF_1-\Delta)}$	$\frac{d}{2(OF_2+\Delta)}$	$F_1 F_2$ $\frac{2d\varepsilon}{\varepsilon+1}$
Параболи- ческая	выпуклая	∞	$\frac{r_0}{2}$	∞	0	$\frac{d}{r_0-2\Delta}$	$q + \frac{r_0}{2}$ $d \left(1 + \frac{2q}{r_0} \right)$
	вогнутая	$\frac{r_0}{2}$	∞	∞	$\frac{d}{r_0-2\Delta}$	0	∞ d

поверхности $C_0 = C$; для выпуклых параболических и эллиптических поверхностей величина C_0 может иметь решающее значение при выборе метода контроля; в остальных случаях C_0 — пренебрежимо малая величина по сравнению с диаметром контролируемой поверхности.

Для ориентировочного определения диапазона параметров контролируемых поверхностей служат приближенные формулы

$$\operatorname{tg} u_1 \approx \frac{d}{20F_1}; \quad \operatorname{tg} u_2 \approx \frac{d}{20F_2}.$$

Таким образом, если для данной поверхности величина $\sin u_1 \leq 0,5$, $D \leq 210$ мм и $q = 90 \div 250$ мм, то эта поверхность может быть проконтролирована на интерферометре. Формулы для вычисления величины $\bar{D} = 2R \operatorname{tg} u_2$ приведены в табл. 12. Этот приближенный способ дает достаточно точные результаты, если асферические поверхности неглубокие, т. е. $\Delta \ll OF_2$.

Методика работы на интерферометре может быть условно разделена на два основных этапа: 1) центрировка рабочей ветви интерферометра и 2) определение погрешностей контролируемой поверхности.

Опыт работы на интерферометре показал, что наиболее трудоемким является первый этап. Объясняется это необходимостью установки трех юстирующихся деталей (объектива, контролируемой поверхности и автоколлимационного зеркала) в определенное положение относительно друг друга: задний фокус объектива и центр кривизны автоколлимационного зеркала должны быть соответственно совмещены с геометрическими фокусами контролируемой поверхности. Процесс центрировки рабочей ветви начинают с установки контролируемой поверхности на расчетные расстояния относительно центра кривизны автоколлимационного зеркала и заднего фокуса объектива. На время центрировки эталонную ветвь интерферометра выключают. В фокусе коллиматорного объектива 4 (см. рис. 49) устанавливают точечную диафрагму диаметром 1 мм, изображение которой, полученное от рабочей ветви, рассматривают через наблюдательную трубку с помощью окуляра 13 (см. рис. 49). Пользуясь наклонами и смещениями автоколлимационного зеркала и контролируемой детали, изображение точечной диафрагмы приводят в центр поля зрения, добываясь одновременно центрированного ее изображения. Эту операцию повторяют для точечных диафрагм меньшего диаметра, добываясь центрированных дифракционных колец в изображении диафрагмы диаметром 0,05 мм. Затем включают эталонную ветвь интерферометра. Изображения точечных диафрагм, полученные от обеих ветвей, совмещаются. Включив перемещение эталонного зеркала 6 и одновременно наблюдая (без окуляра 13) поле зрения, уравнивают оптические пути в обеих ветвях, останавливая зеркало 6 в том положении, при котором возникает наиболее контрастная интерференционная картина. Более точную центрировку

рабочей ветви выполняются по интерференционным кольцам. Пользуясь фокусирующим движением объектива 7 и автоколлимационного зеркала 9 вдоль вертикальной оси, устанавливают их в такое положение, которое соответствует минимальному числу интерференционных колец или минимальному искривлению интерференционных полос. После этого можно перейти к определению погрешностей контролируемой поверхности.

Поскольку лучи света дважды отражаются от контролируемой поверхности, то погрешности учетверяются, т. е. ширина одной интерференционной полосы соответствует погрешности поверхности, равной $0,25 \lambda$. Для определения координат погрешностей контролируемой поверхности обратимся к рис. 50. Луч, идущий на высоте h в объектив, в котором выполняется условие синусов, выходит из него под углом u , при этом

$$\sin u = \frac{h}{f'},$$

где f' — фокусное расстояние объектива.

Из треугольника F_1MT

$$\operatorname{tg} u = \frac{y}{OF_1 + x},$$

где x и y — координаты точки M контролируемой поверхности.

Полученные формулы позволяют определить координату y по измеренной величине h , поскольку уравнение поверхности и фокусное расстояние объектива известны. В практических случаях можно воспользоваться приближенной формулой

$$y \approx OF_1 \frac{h}{f'}.$$

Значения OF_1 для соответствующих поверхностей приведены в табл. 12. Величина h определяется по интерференционной картине как половина расстояния между симметричными точками интерференционной полосы.

Для проверки качества изготовления интерферометра последний испытывают сначала в схеме Майкельсона, для чего в рабочей ветви устанавливают эталонное плоское зеркало. В нашем приборе полученные интерференционные полосы имели безупречную прямолинейность, что свидетельствует о высоком качестве изготовления разделительного и эталонного зеркал интерферометра. После этого были испытаны прилагаемые к интерферометру объективы в схеме интерферометра Тваймаиа, причем в качестве сферического зеркала использовалось вогнутое автоколлимационное зеркало, изготовленное с высокой точностью. Лучший образец

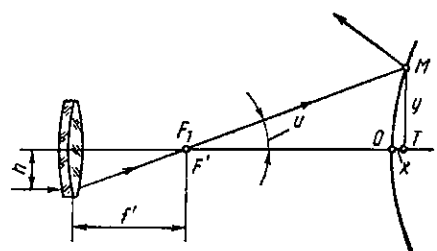


Рис. 50. К определению погрешностей асферических поверхностей, контролируемых на интерферометре ИКП-1

объектива имел волновую абберрацию на краю не более $0,25\lambda$, поэтому оценка погрешностей асферических поверхностей с указанным объективом может быть проведена с точностью, не превышающей собственные погрешности объектива, уменьшенные в 4 раза, т. е. $\lambda/16$.

На рис. 51 приведена фотография интерференционной картины, полученной от выпуклой гиперболической поверхности, меридиональная кривая которой задана уравнением

$$y^2 + 715x - 11,5x^2 = 0,$$

световой диаметр поверхности равен 62,8 мм.

Наибольшее отступление контролируемой поверхности от ее теоретического профиля не превышает 1,5 мкм при наилучшей плоскости установки.

Опыт показал, что изготовлять в качестве приложения к интерферометру набор автоколлимационных зеркал нерационально. Хотя одно автоколлимационное зеркало может быть использовано для контроля различных видов и параметров асферических поверхностей, все же целесообразнее изготовлять автоколлимационные зеркала в каждом конкретном случае в зависимости от параметров контролируемой поверхности. Таким образом, в самом процессе эксплуатации интерферометра образуется набор зеркал. Изготовление таких зеркал не представляет затруднений при современном уровне оптического производства.

3. Методика юстировки автоколлимационных систем

Наиболее важным и ответственным этапом контроля АП методом анаберрационных точек является юстировка автоколлимационной системы. Проведенные эксперименты и опыт работы на интерферометре ИКП-1 и других приборах показали, что этот этап является и наиболее трудоемким. Процесс юстировки во многом зависит от навыка и интуиции исследователя и занимал иногда недопустимо много времени. Предлагаемая методика дает возможность случайный поиск нужных юстировочных движений заменить точными, теоретически обоснованными правилами, а также указать требования к юстировочным механизмам, что необходимо учитывать при конструировании интерферометров, тене-

вых установок или других приборов, использующих анаберрационные точки поверхностей второго порядка для их контроля.

Продольная расфокусировка. Основным критерием правильной юстировки автоколлимационной системы служит вид изображения точечного источника света, рассматриваемого с помощью лупы, микроскопа или телескопической системы. Если имеет место только продольная расфокусировка, т. е. точечный источник света P (рис. 52) смещен вдоль оси относительно геометрического фокуса F_1 , то изображение точки будет иметь круглую форму. В положении наилучшей установки юстирующих деталей изображение точки имеет круглую форму и минимальный размер,

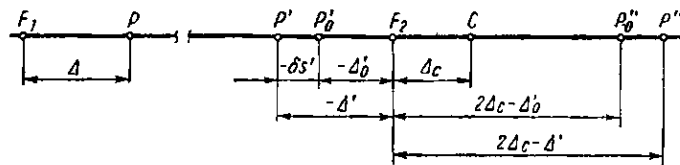


Рис. 52. Продольная расфокусировка асферических поверхностей второго порядка

что служит признаком правильной юстировки автоколлимационной системы.

В качестве конкретной системы для дальнейших рассуждений рассмотрим автоколлимационную систему для контроля вогнутой эллиптической поверхности (см. рис. 48, б).

Линейное увеличение β_0 в геометрических фокусах для параксиальных лучей определяется по известной формуле [57]

$$\beta_0 = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1},$$

где ε — эксцентриситет поверхности.

Для лучей, идущих под углом u_1 к оси,

$$\beta = \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2 + 2\varepsilon \cos u_1 + 1} \approx \frac{\beta_0}{1 - Eu_1^2}, \quad (19)$$

где $E = \frac{\varepsilon}{(\varepsilon + 1)^2}$.

Коэффициент E характеризует выполнение условия синусов в геометрических фокусах:

$$\Delta_{\sin} = \frac{\beta - \beta_0}{\beta_0} = \frac{Eu_1^2}{1 - Eu_1^2} \approx Eu_1^2,$$

так как $E u_1^2 \ll 1$.

Для сферы $E = 0$, для параболической поверхности максимальное значение $E = 0,25$. Для поверхностей, имеющих эксцентриситет ε или $1/\varepsilon$, значение E одно и то же [57].

Если источник света находится в точке P (см. рис. 52), то после отражения лучей от эллиптической поверхности образуется негомоцентрический пучок, так как анаберрационное свойство имеет только точка F_1 — геометрический фокус. Продольная сферическая aberrация $\delta s'$ крайнего луча, согласно формуле продольного увеличения, определяется разностью

$$-\delta s' = P'F_2 - P_0'F_2 = \Delta(\beta^2 - \beta_0)^2. \quad (20)$$

Пусть центр кривизны C автоколлимационного сферического зеркала также смещен относительно F_2 на малую величину Δ_C . Величина отрезка $\delta s'$ после отражения лучей от сферического зеркала практически не изменяется, так как для центра кривизны сферического зеркала $\beta = -1$.

Найдем величину $\delta s''$ изображения отрезка $\delta s'$ после вторичного отражения лучей от эллиптической поверхности. Напомним, что изображение точки P'' строится лучами, идущими под конечными углами к оси, а P_0'' — параксимальными лучами. В этом случае

$$\delta s'' = \frac{2\Delta_C - \Delta_0'}{\beta_0^2} - \frac{2\Delta_C - \Delta'}{\beta^2}.$$

Так как $\Delta_0' = -\Delta\beta^3$, $\Delta' = \Delta_0' + \delta s'$, то с учетом соотношений (19) и (20) последнее выражение примет вид

$$\delta s'' = 2\Delta_C \left(\frac{1}{\beta_0^2} - \frac{1}{\beta^2} \right) \approx \frac{4\Delta_C E}{\beta_0^2} u_1^2.$$

Интересно отметить, что величина $\delta s''$ не зависит от Δ . Объясняется это тем, что деформация волнового фронта, вызванная расфокусировкой Δ , компенсируется при вторичном отражении от асферической поверхности, в то время как расфокусировка Δ_C вызывает дополнительную деформацию волнового фронта, идущего от сферического зеркала. Эта деформация не компенсируется при однократном отражении от асферической поверхности. Однако это имеет место лишь при малых значениях Δ , для которых справедлива формула продольного увеличения $\alpha = -\beta^2$.

Найдем деформацию волнового фронта для крайнего луча, имеющего продольную сферическую aberrацию $\delta s''$:

$$N \approx \int_0^{u_1} \delta s'' u_1 du_1 = \frac{\Delta_C E}{\beta_0^2} u_1^4.$$

Полученная формула позволяет определить расфокусировку Δ_C , при которой деформация волнового фронта, выходящего из автоколлимационной системы, не превышает заданного значения.

Пусть, например, $N = \lambda/2 = 0,0003$ мм, $e = 0,6$, $u_1 = 0,3$. Пользуясь формулами (16) и (20), найдем $\beta_0 = -0,25$, $E = 0,234$ и $\Delta_C = 0,01$ мм.

Аналогичным образом можно оценить количественно чувствительность любой системы к продольным расфокусировкам и назначить соответствующие требования к юстировочным механизмам. На практике продольную расфокусировку сравнительно легко можно устранить продольными перемещениями источника света и сферического зеркала, причем перемещения последнего влияют значительно сильнее. Кроме того, а это главное, продольную расфокусировку можно легко учесть при обработке результатов контроля, поэтому при наличии только продольной расфокусировки можно надежно оценить качество контролируемой поверхности.

Особый случай представляют собой системы для контроля параболических поверхностей. Для системы (см. рис. 48, д) деформацию плоского волнового фронта оценивают по формуле (19). Система, показанная на рис. 48, е, при небольших апертурах мало чувствительна к продольным расфокусировкам, так как в ней выполняется условие Гершеля безабберационного изображения малого отрезка, расположенного вдоль оси системы:

$$n'\alpha' \sin^2 \frac{u'}{2} = n \sin^2 \frac{u}{2}. \quad (21)$$

В нашем случае $n = -n' = 1$; $u' = u = u_1$; $\alpha = -\beta^2 = -1$, поэтому равенство (21) справедливо.

На практике, как правило, одновременно имеют место оба вида расфокусировок: продольная и поперечная. Если продольной расфокусировки сравнительно легко избежать, то устранение поперечной расфокусировки является более сложной задачей.

Поперечная расфокусировка. Пусть точечный источник света P (рис. 53) смещен перпендикулярно оси на малую величину l относительно геометрического фокуса F_1 . Так как в геометрических фокусах поверхностей второго порядка не выполняется условие синусов, то изображение точки P , построенное эллиптической поверхностью, будет иметь aberrацию кома, величину которой можно определить из выражения

$$\kappa = l' - l'_0 = (\beta - \beta_0) l \approx -\beta_0 E u_1^2 l,$$

где u_1 — апертурный угол в первом геометрическом фокусе F_1 .

Совместим центр кривизны C сферического зеркала с параксиальным изображением P'_0 точки P . Для этого необходимо заметить первоначальное положение точки P , установив в ней, например, центр перекрестия.

Автоколлимационное изображение точки P , имеющее типичную форму, обусловленную aberrацией кома (см. рис. 53), в расфоку-

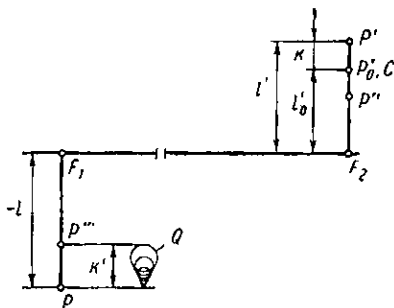


Рис. 53. Поперечная расфокусировка асферических поверхностей второго порядка

сированной системе не совпадает с ее первоначальным положением. Перемещая только сферическое зеркало, приведем вершину автоколлимационного изображения точки вновь в центр перекрестия. В этом случае центр кривизны C сферического зеркала совпадает с точкой P'_0 .

После отражения лучей от сферического зеркала, в центре кривизны которого $\beta = -1$, будем иметь $P''P'_0 = P'_0P'$ (P'' — изображение точки P' , построенное крайними лучами, отраженными от сферического зеркала). После вторичного отражения лучей от эллиптической поверхности параксиальное изображение точки P'_0 будет совпадать с P , а изображение точки P'' окажется в P''' , причем

Таблица 13

Тип системы	m	Рис. 48
«кома +»	$\frac{1}{Eu_1^2}$	a
«кома —»		b v z
«кома +»	$\frac{16}{3A^3}$	d
«кома —»		e

$$PP'' = \kappa' = \frac{P'_0P''}{\beta} \approx -Eu_1^2 l,$$

так как $\beta \approx \beta_0$.

В рассмотренном случае широкая часть автоколлимационного изображения точки P будет направлена к F_1 , а величина расфокусировки l больше отрезка κ' в m раз:

$$|m| = \frac{l}{\kappa'} = \frac{1}{Eu_1^2}, \quad (22)$$

поэтому для устранения поперечной расфокусировки точку P нужно смещать в сторону широкой части ее изображения (от P к P''') на расстояние, в m раз больше отрезка κ' . Таким образом, наблюдателю известно, в какую сторону и на какую величину следует сместить предметную точку P для устранения поперечной расфокусировки, что делает процесс юстировки управляемым. В этом заключается суть предложенной методики.

Для юстировки рассматриваемой системы автоколлимационное изображение предметной точки должно перемещаться в сторону ее широкой части. Аналогичным образом можно проанализировать все системы на рис. 48 и условно классифицировать их на системы типа «кома+» (подобные рассмотренной) и типа «кома—», в которых движение автоколлимационного изображения точки должно осуществляться узкой частью (вершиной) вперед, а также вычислить масштабные коэффициенты m по формуле (22) для систем, приведенных на рис. 48. Результаты анализа даны в табл. 13.

Для систем, приведенных на рис. 48, e , d , вычисление коэффициента m проводилось аналогичным образом с учетом формулы, определяющей меридиональную кому третьего порядка для параболического зеркала:

$$\kappa = -\frac{3}{2} u'^2 \omega S_{II}, \quad (23)$$

где $u' = \frac{D}{2f'}$ — задний апертурный угол;

D и f' — соответственно диаметр и фокусное расстояние параболического зеркала;

ω — угол наклона к оси параллельного пучка лучей;

S_{II} — вторая сумма Зейделя.

Формула (23) преобразуется к виду

$$\kappa = -\frac{3}{16} A^2 \omega f',$$

где $A = \frac{D}{f'}$ — относительное отверстие зеркала.

Так как в нашем случае $\omega = \frac{l}{f'}$ (l — величина поперечной расфокусировки относительно фокуса параболического зеркала), то

$$|m| = \frac{l}{\kappa} = \frac{16}{3A^2}.$$

Для юстировки автоколлимационных систем можно рекомендовать следующий порядок работы:

1. Пользуясь табл. 13, определить тип системы («кома+» или «кома—») и вычислить коэффициент m .
2. Установить приблизительно юстирующиеся детали на расчетные расстояния относительно друг друга.
3. Совместить с точечным источником света (предметной точкой P) центр перекрестия или заменить его первоначальное положение каким-либо другим способом.
4. Сфокусировать автоколлимационное изображение предметной точки, пользуясь главным образом продольными перемещениями сферического зеркала.
5. Совместить центральную часть автоколлимационного изображения точки с центром перекрестия, пользуясь только поперечными движениями сферического зеркала.
6. Переместить предметную точку в направлении, соответствующем типу системы на расстояние, приблизительно в m раз большее величины автоколлимационного изображения предметной точки.

Если после выполнения указанного порядка работ изображение предметной точки не будет центрированным, то необходимо повторить эти операции, пока не будет получено центрированное автоколлимационное изображение предметной точки. Более точную юстировку, если это необходимо, можно проводить непосредственно по интерференционной или теневой картине.

Рассмотренная методика юстировки была проверена экспериментально при юстировке автоколлимационных систем в рабочей

ветви интерферометра ИКП-1, при этом затраченное на юстировку время сократилось в несколько раз по сравнению с теми случаями, когда юстировка выполнялась без применения разработанной методики.

6. Компенсационный метод

1. Сущность метода и виды компенсаций

Необходимость контроля высококачественных изображений, создаваемых оптическими приборами типа микроскопов, зрительных труб, астро- и фотообъективов, привела к развитию разнообразных методов, основанных на законах геометрической и физической оптики. Несмотря на их многообразие, эти методы в сущности сводятся к анализу тем или иным способом волнового фронта, выходящего из оптического прибора. Так как в идеальном и наиболее общем случае волновой фронт должен быть сферическим или плоским, то о качестве исследуемой системы судят по величине и характеру отклонений действительного волнового фронта от идеального. Согласно критерию Рэлея, изображение можно считать идеальным, если отклонение действительного волнового фронта от сферического не превышает четверти длины волны света. Непрерывное совершенствование методов расчета оптических систем и технологии их изготовления привело к созданию методов контроля, позволяющих с высокой точностью оценить именно малые отклонения действительного волнового фронта от сферы или плоскости. Величины этих отклонений составляют доли длины волны света, в крайнем случае несколько длин волн.

Трудности контроля АП, обладающих в общем случае большими аберрациями, заставили искать различные пути решения этой задачи. Один из этих путей представляется наиболее простым и естественным: использовать известные методы оценки качества изображения совершенных оптических систем для контроля АП, создавая такие условия, в которых контролируемая АП совместно с простейшими дополнительными элементами образует оптическую систему, близкую к идеальной. Это и положено в основу компенсационного метода, в котором действие АП как источника больших аберраций, вызывающих сильное искажение волнового фронта, компенсируется либо дополнительными оптическими элементами, либо особым положением источника света (предметной точки) относительно АП. Отсюда и название метода — компенсационный.

Рассмотрим два основных вида компенсации: оптическую компенсацию и компенсацию аберраций нормалей АП.

Оптическая компенсация. Простейшим примером оптической компенсации является исправление сферической аберрации в простых линзах с одной АП второго порядка [60]. Гомоцентрический пучок лучей (параллельный или расходящийся), падающий на

такую линзу, преобразуется в гомоцентрический пучок лучей (с точностью критерия Рэлея), если относительное отверстие линзы не превышает определенной величины. Роль компенсирующего элемента выполняет сферическая поверхность линзы, специально рассчитанная для этой цели. Однако во многих практических случаях АП входит в состав более сложной оптической системы, например, фотообъектива. При контроле качества изображения такой системы мы одновременно осуществляем косвенный контроль АП, если есть уверенность в качестве изготовления и сборки остальных элементов системы. Типичным примером такой системы служит известный астрообъектив Шмидта, состоящий из двух оптических деталей: плоскопараллельной пластины, одна из поверхностей которой деформирована (АП высшего порядка), и вогнутого сферического зеркала. Деформированная поверхность пластинки компенсирует aberrацию зеркала, поэтому вся система в целом дает высокое качество изображения. Так как вогнутое сферическое зеркало изготавливают и контролируют с высокой точностью сравнительно простыми и надежными методами (например, теневым), то оно выполняет роль оптического компенсатора при контроле качества всей системы. Это дает возможность осуществить косвенный контроль АП сложного профиля, используя принцип оптической компенсации.

Основной недостаток оптической компенсации заключается в необходимости введения во многих случаях сложной дополнительной системы, а потому надежность контроля значительно снижается. Кроме того, осуществить оптическую компенсацию не всегда возможно.

Компенсация aberrаций нормалей АП. Любая АП, в отличие от сферической, имеет совокупность нормалей, пересекающих ось симметрии в разных точках и под различными углами. В общем случае (рис. 54) положение нормали АП в любой ее точке можно характеризовать углом φ между нормалью и осью и отрезком δs_n между центром кривизны C_0 в вершине поверхности и точкой S пересечения нормали с осью. Отрезок δs_n назван продольной aberrацией нормали по аналогии с продольной сферической aberrацией луча. Очевидно, что любая АП будет полностью определена, если известны зависимость $\delta s' = f(\varphi)$ и радиус кривизны r_0 при вершине поверхности. Такой способ задания формы АП наиболее удобен для расчета компенсаторов, применяемых для рассматриваемого вида компенсации.

Сущность метода, основанного на компенсации aberrаций нормалей АП, заключается в том, что вся совокупность лучей, выходящих из дополнительной оптической системы — компенсатора, полностью совпадает с нормальными к контролируемой АП. Пусть на линзу 1 (рис. 55), выполняющую роль компенсатора, падает гомоцентрический пучок лучей (параллельный или расходящийся). Параметры компенсатора рассчитаны таким образом, что любой луч, выходящий из него, падает нормально к АП и

после отражения от нее повторяет свой путь в обратном направлении. С точки зрения теории aberrаций это означает, что кривая сферической aberrации компенсатора полностью совпадает с кривой aberrации нормалей АП, при этом центр кривизны C_0 при вершине АП совмещен с параксиальным фокусом F'_0 компенсатора. С точки зрения волновой оптики компенсатор преобразует падающий на него плоский или сферический волновой фронт в асферический, совпадающий с теоретической формой контролируемой АП. Волновой фронт, выходящий из компенсатора, служит как бы своеобразным пробным стеклом, налагаемым на контролируемую АП. В дальнейшем можно убедиться, что эта аналогия оказалась удобной для изложения и справедливой по своей физической сути.

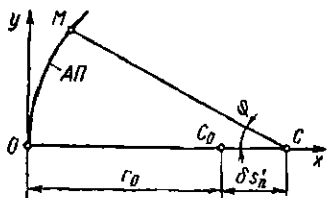


Рис. 54. Аберрации нормалей асферических поверхностей

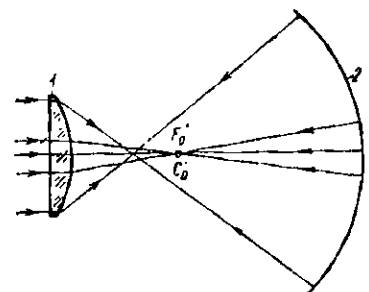


Рис. 55. Компенсация aberrаций нормалей асферических поверхностей

Таким образом, компенсатор и АП в рассматриваемом виде компенсации образовали автоколлимационную телескопическую систему, близкую к идеальной. Очевидно, что компенсатор является наиболее ответственным элементом, который невозможно проконтролировать с высокой точностью известными методами, так как он имеет большие aberrации по сравнению с обычными системами. В связи с этим конструкция компенсатора должна быть по возможности простой, чтобы контроль отдельных конструктивных параметров его обеспечивал надежный контроль всего компенсатора в целом. В роли компенсатора используют сферические зеркала, плоскопараллельные пластинки, простые одиночные линзы, двухлинзовые или двухкомпонентные системы. Например, если один из компонентов компенсатора хорошо корригирован на сферическую aberrацию, то его можно считать надежным элементом независимо от сложности конструкции, так как качество такого компонента можно контролировать с высокой точностью известными методами.

Расчет компенсатора с заданной кривой сферической aberrации не является новой или сложной задачей в вычислительной оптике, он значительно облегчает тем, что компенсатор работает в монохроматическом свете и aberrации наклонных пучков не имеют значения.

Такова сущность компенсационного метода, основанного на компенсации аберраций нормалей АП. Этот вид компенсации впервые был предложен и практически применен в 1921 г. акад. В. П. Линником для контроля вогнутого параболического зеркала с помощью теневого устройства и компенсатора, состоящего из двух линз. Д. Д. Максудов предложил компенсационную схему исследования качества вогнутых поверхностей второго порядка с помощью теневого устройства и значительно меньшего по диаметру вогнутого сферического зеркала, выполняющего роль компенсатора [45]. Как известно, теневые методы контроля имеют очень высокую чувствительность, но позволяют оценить погрешности поверхности только с качественной стороны. Применение компенсационного метода в схеме интерферометра, предложенного и впервые осуществленного в нашей стране в 1962 г. [58], позволяет оценить контролируемые АП как качественно, так и количественно. Это обстоятельство особенно важно для технологии изготовления АП. Кроме того, компенсационный метод в настоящее время является единственным, который в принципе позволяет контролировать АП не только второго, но и высших порядков.

2. Интерферометр ИКАП-1

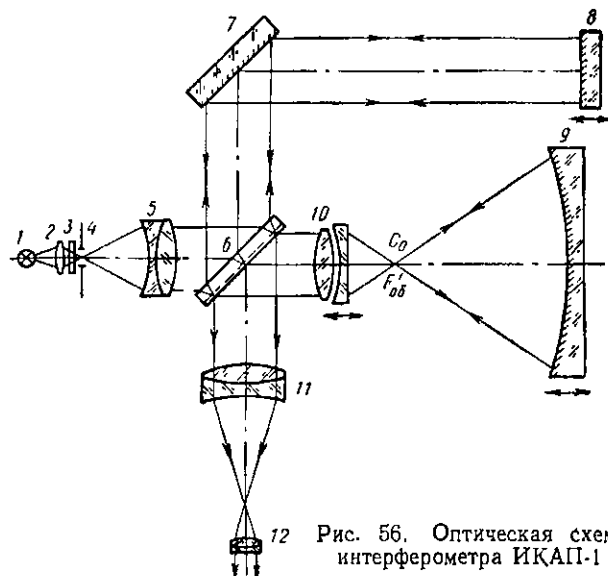
Компенсационный метод контроля АП осуществляется на приборе ИКАП-1, в котором используются основные достоинства интерференционного и компенсационного методов.

Прибор представляет собой двухлучевой интерферометр, в котором осветительная и эталонная ветви устроены по схеме интерферометра Тваймана—Грина, а в рабочей ветви установлены компенсатор и контролируемая АП. Однако разработанный интерферометр является принципиально новым прибором, так как контроль качества АП осуществляется с помощью компенсатора, преобразующего плоский волновой фронт в эталонный асферический. Определение погрешностей АП выполняется по интерференционной картине иными методами, чем в других приборах аналогичного назначения.

Оптическая схема интерферометра и ход лучей изображены на рис. 56. Светящееся тело источника света 1 проектируется конденсором 2 через светофильтр 3 на точечную диафрагму 4, установленную в фокальной плоскости коллиматорного объектива 5. Параллельный пучок лучей, выходящих из объектива 5, разделяется полупрозрачным зеркалом 6 на два пучка. Один из пучков направляется в эталонную ветвь интерферометра (зеркала 7 и 8), другой — в рабочую ветвь (компенсатор 10 и контролируемая деталь 9 с асферической поверхностью). После отражения от плоского зеркала 8 и контролируемой АП лучи повторяют свой путь в обратном направлении. Волновой фронт, выходящий из рабочей ветви, интерферирует с плоским волновым

фронтом, идущим из эталонной ветви. Для наблюдения интерференционной картины окуляр 12 удаляется, а зрачок глаза наблюдателя совмещается с задним фокусом объектива 11. Предусмотрена также возможность фотографирования интерференционной картины.

В качестве источников света в интерферометре используются лампы ДНАС-18 и ДРС-50, серийно выпускаемые нашей промышленностью. Излучение лампы ДНАС-18 имеет высокую монохро-



матичность (длины волн $\lambda_1 = 0,5890$ мкм и $\lambda_2 = 0,5896$ мкм), и поэтому светофильтр не применяют. При работе с лампой ДРС-50 необходимо применение интерференционного светофильтра, выделяющего длину волны $\lambda = 0,5461$ мкм. Объективы 5 и 11 имеют световые диаметры 150 мм и фокусные расстояния 1000 мм. Объективы хорошо скорректированы на сферическую aberrацию и условие синусов, поэтому позволяют также оценивать качество контролируемых оптических систем и центровку рабочей ветви по виду дифракционного изображения точки. Разделительное зеркало 6 изготовлено из стекла К8, оно имеет диаметр 270 мм и толщину 33 мм. Зеркала 7 и 8 изготовлены из стекла ЛК5. Диаметры зеркал соответственно 270 и 180 мм, толщины 33 и 25 мм. Окуляр 12 — съемный, его фокусное расстояние 20 мм. Компенсатор 10 рассчитывается и изготавливается в зависимости от вида и параметров контролируемой асферической поверхности.

Длина интерферометра 5100 мм, высота 900 мм, ширина 900 мм (без учета длины зрительной трубы и коллиматора). Масса прибора 670 кг. Основные узлы прибора монтируются на прямо-

альной сварной станине, установленной на независимом от здания фундаменте. Между станией и фундаментом для устранения вибраций проложены надувные автомобильные шины.

Конструкция интерферометра имеет две важные особенности.

1. Рабочая и эталонная ветви интерферометра (см. рис. 56) расположены параллельно друг к другу и изолированы от внешней среды прозрачным экраном. Параллельное расположение обеих ветвей и небольшое расстояние между ними (~ 400 мм) полностью исключают влияние температурного градиента воздуха на стабильность интерференционной картины.

2. Все юстировочные движения и управление работой интерферометра осуществляются с пульта у наблюдателя, что дает возможность вести непрерывное наблюдение за интерференционной картиной во время юстировки рабочей ветви. Юстировочные движения осуществляются системой дистанционного управления прибором с помощью малогабаритных электродвигателей.

На интерферометре осуществляются следующие основные юстировочные движения: поступательные перемещения компенсатора в трех взаимно перпендикулярных направлениях в диапазоне ± 30 мм; повороты контролируемой детали в двух взаимно перпендикулярных плоскостях в диапазоне $\pm 5^\circ$; наклоны плоского эталонного и разделительного зеркал в диапазоне $\pm 5^\circ$.

Контролируемую деталь в процессе контроля подвешивают на стальной ленте, которую устанавливают на дугообразной оправе. Это обеспечивает почти полную разгрузку крупных деталей от напряжений, возникающих под действием собственного веса.

Предусмотрена возможность наладки рабочей ветви интерферометра по схеме Тваймана—Грина, для чего в рабочую ветвь включен узел крепления сферического зеркала со всеми необходимыми юстировочными движениями. Кроме того, оптические квантовые генераторы можно применять в качестве источников света.

Таким образом, конструктивные особенности прибора обеспечивают широкий диапазон его применения не только по прямому назначению, но и для решения большого круга задач, связанных с контролем оптических систем интерференционными методами.

Интерферометр позволяет контролировать АП, у которых кривая аберраций нормалей близка или совпадает с кривой сферической аберрации компенсатора. С помощью простейших компенсаторов возможен контроль поверхностей вращения второго порядка, а также поверхностей, мало от них отличающихся.

Типичные кривые сферической аберрации двухлинзовых объективов, которые могут быть использованы в качестве компенсаторов, весьма разнообразны по виду. Применение таких объективов позволяет контролировать не только АП с монотонной меридиональной кривой, но и поверхности, меридиональные кривые которых имеют точку перегиба. Поэтому на интерферометре в принципе можно контролировать любые АП, для которых можно рассчитать и изготовить соответствующие компенсаторы.

Параметры АП, контролируемых на интерферометре, определяются конструкцией рабочей ветви. Наибольший диаметр контролируемой детали не должен превышать 450 мм. Длину рабочей ветви интерферометра составляет 4100 мм, поэтому при использовании положительного компенсатора радиус кривизны при вершине АП и фокусное расстояние компенсатора в сумме не должны превышать 4000 мм (с учетом оправы компенсатора и необходимых юстировочных движений). В случае применения отрицательного компенсатора радиус кривизны при вершине АП не ограничен.

Наибольший диаметр сечения пучка, выходящего из объектива 5 (см. рис. 56), составляет 150 мм, поэтому и наибольший диаметр компенсатора не должен превышать 150 мм. При контроле выпуклых АП их диаметр должен быть менее 150 мм, а радиус кривизны при вершине может быть как угодно большим.

Если эксцентриситет гиперболической поверхности p равен показателю преломления стекла, из которого изготовлена плоско-вогнутая линза 2 (рис. 57), то в качестве компенсатора можно использовать любой готовый объектив 1, хорошо скорректированный на сферическую абберацию для осевого параллельного пучка лучей [59]. При этом параметры контролируемой гиперболической поверхности и компенсатора должны удовлетворять условиям

$$\varepsilon = n; \quad d = \frac{r_0}{n^2 - 1}; \quad s' = \frac{r_0 n}{n^2 - 1},$$

где ε — эксцентриситет гиперболической поверхности;

r_0 — радиус кривизны при вершине гиперболической поверхности;

n — показатель преломления стекла линзы;

d — толщина линзы;

s' — расстояние от заднего фокуса объектива до плоской поверхности линзы.

Если первая поверхность линзы не плоская, то можно применить дополнительную линзу, установленную на оптический контакт с контролируемой линзой, при этом показатели преломления обеих линз должны быть одинаковыми. Применение кюветы с иммерсионной жидкостью позволяет контролировать вогнутые гиперболические поверхности линз, даже если первая поверхность линзы является грубо обработанной, шлифованной или асферической.

Диапазон применения такого компенсатора, очевидно, ограничен существующими сортами стекол, т. е. эксцентриситет ε гиперболической поверхности должен удовлетворять условию $1,47 \leq \varepsilon \leq 2$, а толщина d гиперболической линзы $0,86 r_0 \geq d \geq 0,33 r_0$.

Для контроля выпуклых эллиптических поверхностей применяют компенсатор, состоящий из скорректированного на сферичес-

кую абберацию первого компонента 1 и плоскопараллельной пластинки 2 (рис. 58), параметры которой связаны с параметрами контролируемой эллиптической поверхности 3 соотношениями

$$n = \frac{1}{\varepsilon}; \quad d = \frac{r_0 n}{n^2 - 1},$$

где n — показатель преломления плоскопараллельной пластинки;

d — толщина пластинки;

ε — эксцентриситет эллиптической поверхности;

r_0 — радиус кривизны при вершине эллиптической поверхности.

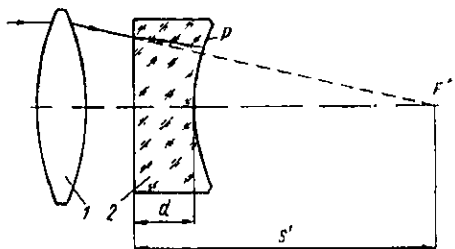


Рис. 57. Компенсатор для контроля плоско-вогнутых гиперболических линз

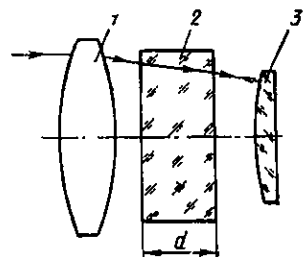


Рис. 58. Компенсатор для контроля выпуклых эллиптических поверхностей

Диапазон значений эксцентриситета ε также ограничен существующими сортами оптических стекол и находится в пределах $0,5 \leq \varepsilon \leq 0,68$. При $n = 1,47 + 2$ толщина пластинки имеет пределы $0,67 r_0 \leq d \leq 1,27 r_0$, при $n = 1,618$ $d = r_0$. Таким образом, толщина пластинки соизмерима с радиусом кривизны при вершине эллиптической поверхности, и поэтому рассмотренный компенсатор наиболее рационально применять при контроле эллиптических поверхностей с малыми значениями r_0 .

Для контроля вогнутых эллиптических поверхностей применяют компенсатор, состоящий из коорригированного на сферическую абберацию первого компонента 1 и выпукло-плоской линзы 2 (рис. 59), показатель преломления которой равен величине, обратной эксцентриситету вогнутой эллиптической поверхности 3. Центр кривизны C сферической поверхности линзы 2 совмещен с задним фокусом F'_1 первого компонента. Таким образом, гомоцентрический пучок лучей, выходящий из первого компонента, преломляется только на плоской поверхности линзы 2. Параметры контролируемой эллиптической поверхности связаны с параметрами компенсатора соотношениями

$$\varepsilon = \frac{1}{n}; \quad |r_0| = \frac{n^2 - 1}{n} s; \quad d = \frac{|r_0|}{1 - \varepsilon^2},$$

где e — эксцентриситет вогнутой эллиптической поверхности;
 r_0 — радиус кривизны при вершине эллиптической поверхности;
 n — показатель преломления выпукло-плоской линзы;
 s — расстояние от плоской поверхности линзы до заднего фокуса первого компонента (точки C, F_1);
 d — расстояние от плоской поверхности линзы до вершины эллиптической поверхности.

Замечательная особенность рассмотренных компенсаторов заключается в том, что они дают аналитически точный волновой фронт, полностью совпадающий с теоретическим профилем контролируемой поверхности.

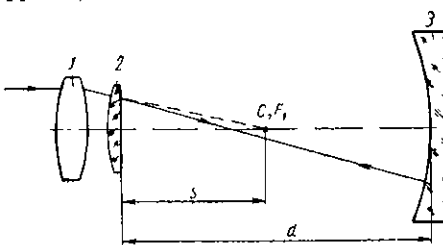


Рис. 59. Компенсатор для контроля вогнутых эллиптических поверхностей

Апертура контролируемых эллиптических поверхностей в этом случае теоретически не ограничена и может быть как угодно велика. Практически апертура компенсаторов ограничена только собственными aberrациями первого компонента, который должен быть хорошо скорректирован на сферическую aberrацию. В качестве первого компонента можно использовать любой готовый объектив или параболическое зеркало хорошего качества. Конструкция рассмотренных компенсаторов позволяет отдельно проконтролировать каждый компонент обычными методами с высокой точностью, а взаимная установка компонентов компенсатора осуществляется весьма просто и надежно контролируется на существующих приборах. Эти достоинства компенсаторов дают основание полагать, что они могут найти применение для контроля соответствующих типов АП.

Методику работы на интерферометре ИКАП-1 можно условно разделить на два основных этапа: юстировку рабочей ветви интерферометра и определение погрешностей контролируемой АП.

Процесс юстировки рабочей ветви интерферометра рекомендуется проводить в следующем порядке:

- 1) установить торец оправы компенсатора перпендикулярно параллельному пучку лучей, выходящему из коллиматорного объектива 5 (см. рис. 56), для чего к торцу оправы прикладывают плоскопараллельную пластинку, одна из плоскостей которой покрыта отражающим слоем. Наклоняя компенсатор, устанавливают прижатую к его торцу плоскопараллельную пластинку перпендикулярно параллельному пучку лучей, что проверяют известными методами. Поскольку в дальнейшем поступательные движения объектива осуществляются лишь в небольших пределах, то оптическая ось объектива сохраняет свое направление;

- 2) поставить контролируемую деталь в приблизительно пра-

вильное положение, для чего в фокальной плоскости коллиматорного объектива 5 устанавливают диафрагму большого диаметра (0,5—1 мм). Наклоняя контролируемую деталь, выводят изображение диафрагмы в поле зрения окуляра 12;

3) установить точечную диафрагму в фокальной плоскости объектива 5. В нашем приборе наилучшее сочетание яркости и контраста интерференционной картины получено для диаметра точечной диафрагмы, равного 0,1 мм. Наблюдая в фокальной плоскости объектива 8 изображение точечной диафрагмы, полученной от рабочей ветви интерферометра, добиваются симметричного расположения дифракционных колец в изображении диафрагмы, используя при этом только поступательные перемещения компенсатора и наклоны контролируемой детали;

4) включив эталонную ветвь интерферометра, необходимо получить интерференционную картину в виде колец, по которым можно судить о качестве центрировки компенсатора относительно контролируемой поверхности. Так как интерференционная картина, полученная от всей контролируемой поверхности, имеет сравнительно большие размеры, то оценка качества центрировки не встречает затруднений.

Рассмотренная методика юстировки рабочей ветви многократно проверялась на практике. Первые два пункта юстировки, как видно по их содержанию, не встречают каких-либо затруднений и выполняются достаточно просто. Центрировка дифракционных колец в изображении точечной диафрагмы, а затем интерференционной картины также не является трудоемким процессом, поскольку есть наглядная оценка их качества, осуществляемая непрерывным наблюдением во время процесса юстировки. Опыт работы показал, что весь процесс юстировки легко и достаточно быстро может выполнить работник невысокой квалификации.

Второй этап — определение погрешностей контролируемой АП — более сложен, его выполняют на основе анализа интерференционной картины. При этом необходимо принимать во внимание следующие соображения.

Деформация волнового фронта, идущего из рабочей ветви, возникает как результат суммарного влияния погрешностей контролируемой поверхности и ее установки. Погрешности установки в направлении, перпендикулярном к оптической оси компенсатора, ведут к образованию несимметричной интерференционной картины, полученной в виде колец, что легко обнаруживает наблюдатель и устраняет в процессе юстировки рабочей ветви. Погрешности установки в продольном направлении сохраняют симметрию интерференционной картины, и поэтому их влияние трудно учесть непосредственно по виду интерференционной картины. В этом случае путем продольных перемещений компенсатора относительно АП добиваются минимального числа интерференционных колец или минимального искривления интерферен-

ционных полос, т. е. находят наилучшее расположение элементов рабочей ветви. Эта операция занимает иногда много времени, требует от наблюдателя определенного навыка и неизбежно связана с субъективными погрешностями. Однако, зная результаты расчета компенсатора и вид центральной интерференционной полосы, можно исключить влияние погрешностей установки, не добиваясь полного устранения их при обработке результатов измерений, и дать более надежное заключение о качестве контролируемой асферической поверхности.

Действительно, в большинстве случаев телескопические системы служат для визуальных наблюдений, поэтому их качество, как правило, оценивают в угловой мере. В нашем случае компенсатор и АП образуют автоколлимационную телескопическую систему, качество которой оценивают в волновой мере по виду интерференционной картины. Поскольку волновой фронт Q , выходящий из телескопической системы, близок к плоскому,

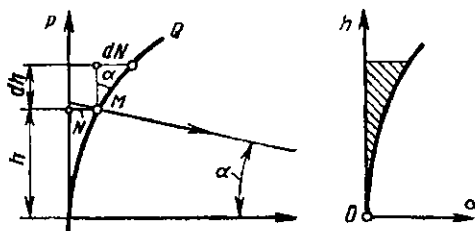


Рис. 60. К выводу формулы волновой aberrации телескопической системы

то в качестве поверхности сравнения выберем плоскость P (рис. 60). Найдем волновую aberrацию N луча, идущего через точку M на высоте h над оптической осью. Для луча, идущего на высоте $h + dh$, приращение волновой aberrации dN , как видно из рисунка, составит

$$dN = \alpha dh,$$

где α — малый угол луча с осью системы.

После интегрирования получим

$$N = \int_0^h \alpha dh. \quad (24)$$

Таким образом, для оценки качества телескопической системы в волновой мере необходимо знать ее угловые aberrации, т. е. зависимость $h = f(\alpha)$. Переход от угловых aberrаций к волновым в этом случае осуществляется весьма просто графическим способом: волновая aberrация для луча, идущего на высоте h , согласно формуле (24), численно равна площади заштрихованной части фигуры (рис. 60).

Рассмотрим волновые aberrации автоколлимационной телескопической системы для случая, когда волновой фронт, создаваемый компенсатором, близок к теоретическому профилю контролируемой асферической поверхности, но не совпадает с ним

полностью и, кроме того, есть продольная расфокусировка (рис. 61).

Пусть H и H' — главные плоскости компенсатора. Луч, идущий на высоте h , после выхода из компенсатора идет под углом u' к оси и отражается от асферической поверхности P в точке M' . Так как компенсатор имеет собственные aberrации и центр кривизны C_0 при вершине АП не совпадает с параксиальным фокусом компенсатора F'_0 , то луч, идущий в точку M' , направлен не по нормали к асферической поверхности и потому после отражения от нее составит некоторый угол α' с падающим

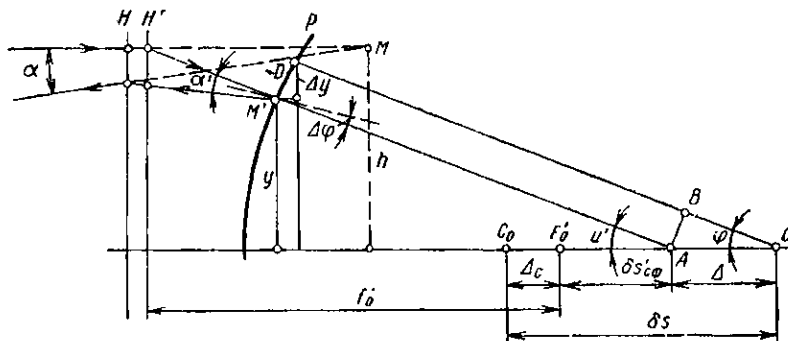


Рис. 61. К выводу формулы волновой aberrации автоколлимационной телескопической системы

лучом, а после выхода из компенсатора — угол α . Для определения волновой aberrации автоколлимационной системы найдем связь между углом α и высотой h , полагая, что луч выходит из компенсатора на той же высоте, что и входит в него. Допускаемая при этом погрешность ничтожно мала, так как лучи, выходящие из компенсатора, направлены по нормальям к АП с высокой степенью точности.

Точки M' и M — оптически сопряженные. Применяя формулы параксиальной оптики, найдем линейное увеличение β для координаты y точки M' в обратном ходе лучей:

$$\beta = \frac{y}{h} = \frac{\alpha}{\alpha'},$$

откуда

$$\alpha = \beta \alpha'; \quad dh = \frac{dy}{\beta}. \quad (25)$$

Пусть $\Delta\phi$ — угол между нормалью к асферической поверхности в точке M' и падающим лучом, тогда $\alpha' = 2\Delta\phi$ и, согласно

соотношениям (25), $\alpha = 2\Delta\varphi$. Подставляя найденные значения α и dh в выражение (24) и полагая $\Delta\varphi = d\varphi$, получим

$$N = \int_0^h d\varphi dh. \quad (26)$$

Так как $dy \approx \Delta y = M'D \cos \varphi$; $M'D \approx AB = \Delta \sin \varphi$ и $\Delta = \delta s - \delta s'_{\text{сф}} - \Delta_c$, то формула (26) с учетом соотношений (25) примет вид

$$N = 2 \int_0^{\varphi} \Delta_k \sin \varphi \cos \varphi d\varphi - \Delta_c \sin^2 \varphi, \quad (27)$$

где $\Delta_k = \delta s - \delta s'_{\text{сф}}$.

Полученная формула имеет важное практическое значение, так как позволяет определить волновые aberrации автоколлимационной телескопической системы в наиболее общем случае, при наличии собственных aberrаций Δ_k компенсатора и продольной расфокусировки Δ_c .

Найдем экстремальные участки волнового фронта, идущего из рабочей ветви интерферометра, для чего продифференцируем выражение (27):

$$\frac{dN}{d\varphi} = 2\Delta_k \sin \varphi \cos \varphi - 2\Delta_c \sin \varphi \cos \varphi = 0.$$

Отсюда следует, что волновой фронт имеет экстремальные участки при $\sin \varphi = 0$, т. е. на оптической оси компенсатора, и на

некоторой высоте h , для которой $\Delta_c = \Delta_k = \delta s - \delta s'_{\text{сф}}$. При $\Delta_c = \delta s - \delta s'_{\text{сф}}$ луч, идущий на высоте h , будет направлен точно по нормали к АП, а после отражения от нее и выхода из компенсатора — параллельно оси. Этому лучу соответствует либо вогнутый, либо выпуклый участок волнового фронта, либо точка перегиба (рис. 62). На оптической оси в силу симметрии системы точки перегиба быть не может. Знаки экстремальных участков волнового фронта на оси системы и на некоторой высоте h для случая, изображенного на рис. 62, а, всегда противоположны и на практике определяются известными приемами [24]. Расстояние $2h$ измеряется непосредственно по интерференционной картине с использованием несложных приспособлений. Из расчета компенсатора известны зависимости $h = \psi(\sin \varphi) = f(\Delta_k)$, и поэтому для измеренного значения h находится величина $\Delta_c = \Delta_k$. Таким образом, величина $\Delta_c \sin^2 \varphi$ в формуле (27) определена. Сравнивая измеренные по интерференционной картине значения волновой aberrации с ее теоретическими значениями,

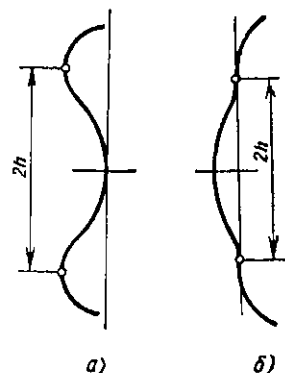


Рис. 62. Вид центральной интерференционной полосы:

а — экстремальные участки соответствуют выпуклому (или вогнутому) волновому фронту; б — экстремальные участки соответствуют точке перегиба

вычисленными по формуле (27), определяя собственные погрешности АП, при этом влияние продольной расфокусировки будет исключено. Поскольку лучи света отражаются от АП, то полученные значения волновой аберрации равны удвоенным значениям погрешностей АП, измеренным по нормальям к последней. Аналогично поступают и в том случае, когда экстремальные участки волнового фронта соответствуют точкам перегиба.

Если компенсатор идеален, т. е. $\Delta_k = 0$ для всех значений φ , но $\Delta_c \neq 0$, то согласно формуле (27)

$$N = -\Delta_c \sin^2 \varphi \approx -\Delta_c \cdot \left(\frac{h}{f'_0} \right)^2 = -\frac{\Delta_c}{4} A^2, \quad (28)$$

где f'_0 — параксиальное фокусное расстояние объектива;
 $A = \frac{2h}{f'_0}$ — относительное отверстие.

Таким образом, при наличии только продольной расфокусировки центральная интерференционная полоса представляет собой параболу. В этом случае можно определить погрешности АП при любой, но достаточно малой расфокусировке, так как отклонения измеренных значений волновых аберраций от параболического закона и есть удвоенные погрешности АП.

Формула (28) позволяет определить чувствительность системы к продольным расфокусировкам. Если положить допустимую деформацию волнового фронта $N = 0,25\lambda$ (λ — длина волны используемого света), то

$$|\Delta_c| = \frac{\lambda}{A^2}.$$

При относительном отверстии компенсатора $A = 0,3$ и $\lambda = 0,6$ мкм получим $N \approx 6$ мкм. Юстировочные механизмы интерферометра в этом случае должны иметь соответствующую точность.

Рассмотрим часто встречающийся на практике случай, когда контролируемая АП имеет отверстие в центре. Пусть φ_2 и φ_1 — углы нормалей с осью соответственно для внутреннего и внешнего краев асферической поверхности ($\varphi_2 > \varphi_1$). Для этого случая формула (27) примет вид

$$N = 2 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \Delta_k \sin \varphi \cos \varphi d\varphi - \Delta_c \sin(\varphi_2 + \varphi_1) \sin(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (29)$$

Если $\Delta_k \neq 0$ и $\Delta_c \neq 0$, то погрешность АП определяют аналогично рассмотренному случаю. Для идеального компенсатора, когда $\Delta_k = 0$, интерференционная полоса, как видно из формулы (29), представляет собой дугу параболы; определение погрешностей аналогично рассмотренному случаю для сплошной АП.

Оценим допустимую величину расфокусировки Δ_c для идеального компенсатора и АП, имеющей отверстие в центре. При $\Delta_k = 0$ из выражения (29) следует, что

$$|\Delta_c| = \frac{N}{\sin^2 \varphi_2 - \sin^2 \varphi_1} = \frac{\lambda}{A_2^2 - A_1^2}, \quad (30)$$

где A_2 и A_1 — относительные отверстия соответственно для внешнего и внутреннего краев АП;

$N = 0,25\lambda$ — допустимая величина деформации волнового фронта.

Из формулы (30) видно, что при наличии центрального отверстия у контролируемой поверхности требования к точности ее установки в продольном направлении всегда ниже, чем для сплошной поверхности, имеющей то же относительное отверстие для внешнего края.

Таким образом, применение полученных формул позволяет учесть деформацию волнового фронта при наличии продольной расфокусировки, исключить ее при обработке результатов измерений и дать надежное заключение о качестве контролируемой АП, а также оценить требования к точности расположения компенсатора относительно АП.

Изложенная методика определения погрешностей АП, контролируемых методом компенсации аберраций нормалей, имеет общий характер и применима для интерферометров других видов, например, для лазерных интерферометров, в которых компенсатор может работать и при конечном положении предметной точки. Ход рассуждений не меняется, но формулы для определения экстремальных участков выходящего волнового фронта, близкого к сферическому, изменяются. Вывод этих формул выполняют аналогичным способом.

7. Измерение угла раствора и контроль качества полированных конических поверхностей

Полированные конические поверхности находят применение в механических и оптических приборах, например, в качестве измерительных элементов, калибров, для исправления аберраций оптических систем и других целей. Основными параметрами конической поверхности являются плоский угол при вершине конуса (угол раствора) и ее качество, т. е. соответствие изготовленной поверхности геометрической форме конуса. В зависимости от назначения конической поверхности ее параметры и допуски на них колеблются в широких пределах. Конические поверхности, наиболее часто применяемые в оптико-механических приборах, имеют, как правило, небольшой угол раствора ($3-5^\circ$) и требуют высокого качества поверхности (допустимое отступление от пря-

молинейности образующей конуса составляет доли микрометра или несколько микрометров). Для точного контроля параметров конических поверхностей применяют специальные приборы или плоские пробные стекла.

Рассматриваемый способ осуществляется сравнительно просто с помощью широко распространенных оптических приборов (оптические скамьи ОСК-2, ОСК-3 или гониометры ГС-5, ГС-30 и др.), он имеет достаточно высокую точность и надежность.

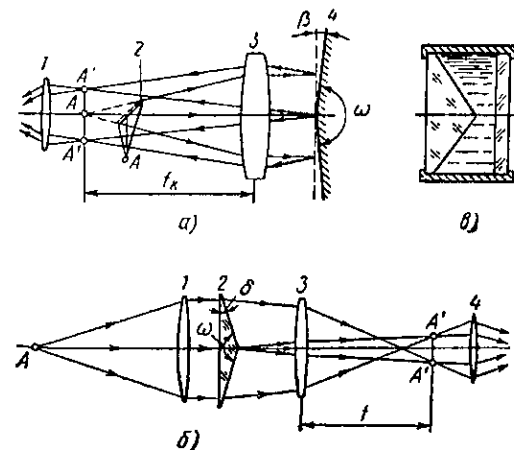


Рис. 63. Схемы измерения угла раствора конических поверхностей:

a — в отраженном свете;
б — в проходящем свете;
а — ювета для измерения в проходящем свете больших углов раствора плоскоконических линз

Проведенные испытания обнаружили и другие важные достоинства способа: наглядность в оценке качества поверхности, небольшую трудоемкость и доступность применения в производственных условиях.

Определение угла раствора полированной конической поверхности основано на измерении диаметра кольцевого изображения источника света, возникающего при отражении параллельного пучка лучей, падающих на коническую выпуклую или вогнутую поверхность (рис. 63, *a*). Лучи, идущие из точки *A* (круглая диафрагма малого диаметра, освещенная источником света), установленной в заднем фокусе коллиматорного объектива 3 (изображенного условно в виде простой линзы), после отражения от полупрозрачной пластинки 2 выходят из объектива 3 параллельным пучком и падают на коническую поверхность 4, ось которой параллельна оси объектива 3. Лучи, отраженные от конической поверхности, образуют в фокальной плоскости объектива 3 оптически резкое кольцевое изображение *A'—A'*, диаметр которого можно измерить с высокой точностью при помощи окуляр-микрометра 1, микроскопа или фотографированием. Диаметр *D* кольцевого изображения *A'—A'* связан с углом ω зависимостью

$$\operatorname{tg} \omega = -\operatorname{tg} 2\beta = -\frac{D}{2f_k}, \quad (31)$$

где f_k — фокусное расстояние коллиматорного объектива 3;
 $\omega = 180^\circ - 2\beta$ — угол раствора конической поверхности.
 Найдем точность определения угла ω в зависимости от точности измерения D и f_k . Дифференцируя формулу (31) и приравнявая дифференциалы к конечным приращениям, получим

$$\Delta\omega = \frac{\cos^2 \omega}{2f_k} \left(\Delta D + \frac{\Delta f}{f_k} \operatorname{tg} \omega \right),$$

где $\Delta\omega$ — погрешность в определении угла ω ;
 ΔD и Δf — соответственно абсолютные погрешности измерения D и f_k .

Из полученной формулы видно, что точность определения угла раствора зависит в основном от точности измерения диаметра D кольцевого изображения. Погрешность измерения фокусного расстояния коллиматорного объектива практически не влияет на результаты измерения угла раствора. Если последний близок к 180° , то без большого ущерба для точности можно принять

$$\Delta\omega = \frac{\Delta D}{2f_k}. \quad (32)$$

Окуляр-микрометр 4 и измерительный микроскоп позволяют надежно измерить величину D с точностью $\Delta D = 0,01$ мм; в этом случае при $f_k = 1000$ мм (f_k — фокусное расстояние коллиматорного объектива оптической скамьи ОСК-3) согласно формуле (32) получим, $\Delta\omega = 5 \cdot 10^{-6} = 1''$. Таким образом, рассматриваемый способ имеет весьма высокую точность.

Важно отметить, что установка конической поверхности относительно коллиматорного объектива не требует высокой точности, так как в меридиональном сечении коническая поверхность работает как двойное зеркало. Эта особенность способа почти полностью исключает предварительную юстировку установки, что весьма существенно повышает производительность по сравнению с другими способами.

Для измерения угла раствора конической поверхности необходимо иметь в качестве основных приборов коллиматор, окуляр-микрометр или измерительный микроскоп. Эти приборы входят в комплект серийно выпускаемых скамей ОСК-2 и ОСК-3. Как правило, они используются в современных измерительных лабораториях как основное оборудование. Диапазон измеряемых углов раствора конических поверхностей зависит от фокусного расстояния и диаметра коллиматорного объектива и возможных пределов измерения диаметра кольцевого изображения. Например, объектив коллиматора, входящего в комплект ОСК-3, имеет диаметр 100 мм и $f_k = 1000$ мм. С помощью измерительного микроскопа путем наведения его на края кольцевого изображения можно измерить $D = 40$ мм; наибольший угол раствора, который можно измерить на ОСК-3, как следует из формулы (31), состави

178°50'. Очевидно, что применение широкоугольных коллиматоров позволяет значительно расширить диапазон измерения углов раствора.

Большие углы раствора конических поверхностей можно измерять с помощью гониометра. В этом случае коническую поверхность устанавливают по отношению к коллиматору гониометра точно так же, как показано на рис. 62, а. Угол раствора измеряют путем наведения перекрестия зрительной трубы на края кольцевого изображения. Угол поворота зрительной трубы является углом раствора конической поверхности. Очевидно, что в этом случае диапазон измерения углов раствора выпуклых конических поверхностей практически не ограничен; для вогнутых поверхностей этот угол должен быть больше 120°. Точность измерения углов раствора определяется главным образом точностью измерения углов на гониометре и зависит от его типа.

Способ может быть применен также для измерения угла раствора или угла отклонения плоскоконических линз (см. рис. 63, б). В этом случае диаметр кольцевого изображения $A' - A'$ измеряют в фокальной плоскости объектива 3 зрительной трубы, ось которой должна быть параллельна оси коллиматорного объектива 1 при измерениях на оптической скамье. При измерениях на гониометре зрительную трубу поворачивают до совмещения перекрестия с краями кольцевого изображения. В этом случае угол поворота зрительной трубы равен двойному углу отклонения линзы. В меридиональном сечении плоскоконическая линза 2 действует как два плоских клина, имеющих общее основание. Если угол раствора ω конической поверхности близок к 180°, то

$$\omega = 180^\circ - \frac{D}{(n-1)f}, \quad (33)$$

где D — диаметр кольцевого изображения $A' - A'$;
 n — показатель преломления материала линзы;
 f — фокусное расстояние объектива зрительной трубы.

При больших углах ω связь между D и ω устанавливают по точным формулам геометрической оптики, что представляет собой элементарную оптическую задачу и поэтому здесь не рассматривается.

Погрешность измерения угла раствора, как видно из формулы (33), зависит главным образом от точности измерения D и n и составляет величину

$$\Delta\omega \approx \frac{1}{(n-1)f} \left(\Delta D + \frac{\Delta n}{n-1} D \right). \quad (34)$$

Из сравнения формул (32) и (34) видно, что при измерении угла раствора ω в проходящем свете погрешность в определении ω значительно больше, чем при измерениях в отраженном свете. Полагая, как и в предыдущем случае, $\Delta D = 0,01$ мм,

$f_k = f = 1000$ мм, $n = 1,5$, $\Delta n = 1 \cdot 10^{-4}$, $D = 20$ мм, получим из формулы (34) $\Delta\omega = 2,8 \cdot 10^{-5} \approx 6''$, что в 6 раз больше, чем при измерении угла раствора линзы в отраженном свете. Поэтому для получения наибольшей точности схему измерения угла раствора в отраженном свете следует считать предпочтительной.

Для расширения диапазона измеряемых углов раствора плоскоконических линз последние устанавливают в кювету с иммерсионной жидкостью (см. рис. 63, в), показатель преломления которой близок к показателю преломления материала линзы. В этом случае плоскоконическая линза будет работать как линза с малым углом раствора.

Качество конической поверхности оценивают по виду дифракционного кольцевого изображения аналогично тому, как оценивают качество фотографических объективов по виду дифракционного изображения точки. С этой целью в фокальной плоскости коллиматорного объектива 1 (см. рис. 63, б) устанавливают диафрагму малого диаметра, освещаемую монохроматическим источником света (наиболее удобны натриевая лампа ДНаС-18 или оптический квантовый генератор ОКГ-11). Кольцевое изображение рассматривают с помощью микроскопа достаточно сильного увеличения. Так как линейное поле зрения микроскопа мало, то одновременное наблюдение всего кольцевого изображения невозможно. Поэтому микроскоп приходится перемещать в двух взаимно перпендикулярных направлениях и последовательно осматривать все участки кольцевого изображения. Эта операция проста и не требует каких-либо специальных навыков. Например, для внимательного осмотра кольцевого изображения диаметром 30 мм при работе на оптической скамье ОСК-3 требуется около 4 мин.

Рассмотрим результаты измерения плоскоконической линзы с отверстием в центре, изготовленной из стекла марки ТФ8. Измерение угла раствора проводилось двумя способами: в отраженном (см. рис. 62, а) и проходящем (см. рис. 62, б) свете. При измерениях по схеме, изображенной на рис. 62, а, использовали коллиматор с фокусным расстоянием объектива $f_k = 1000$ мм. Измерение диаметра кольцевого изображения проводили с помощью микроскопа $37\times$ увеличения. Величина $D = 30,01$ мм определена как среднее арифметическое из 10 измерений. Согласно формуле (31) угол раствора $\omega = 179^\circ 10' \pm 1''$.

Так как линза изготовлена из стекла, имеющего хорошую однородность и высокое качество плоской поверхности, то контроль качества конической поверхности проводили в проходящем свете. Исследуемая линза предназначалась для работы в изделии точно в таких же условиях, при которых проходили испытания, т. е. на линзу падал параллельный пучок лучей. Поэтому контроль качества собственно конической поверхности в данном случае не был самоцелью, так как более важно было проконтролировать всю линзу.

При измерениях по схеме, изображенной на рис. 63, б, использовались два встречных коллиматора с одинаковыми фокусными расстояниями объективов $f_k = 1600$ мм. В фокальной плоскости объектива одного из коллиматоров устанавливают диафрагму диаметром 0,2 мм, освещаемую лампой ДНАС-18. На рис. 64, а

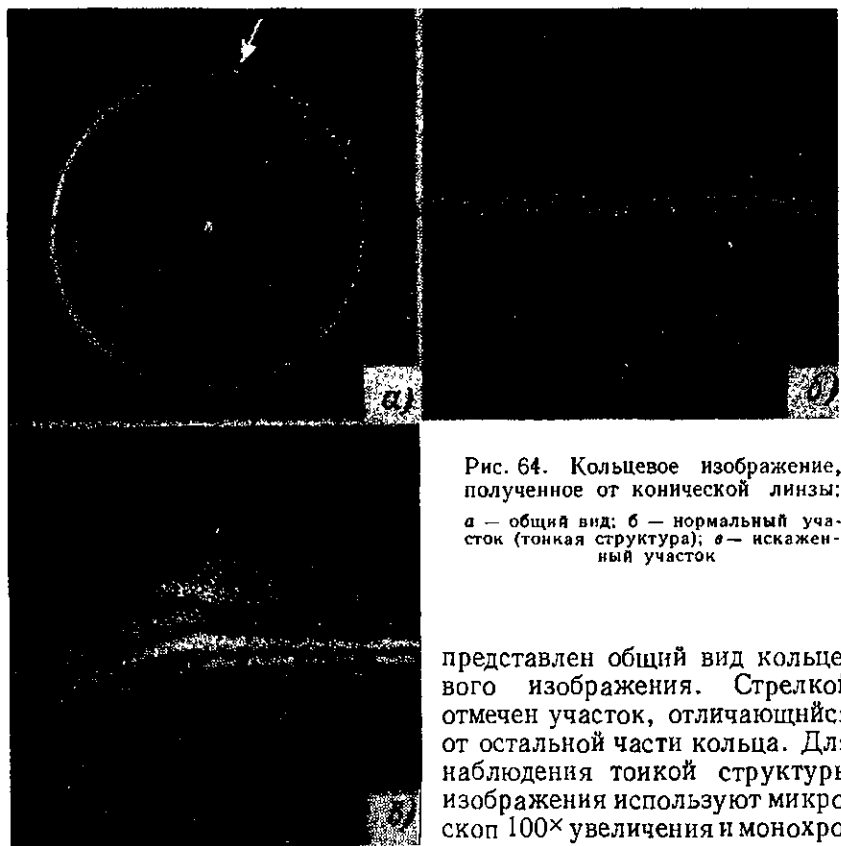


Рис. 64. Кольцевое изображение, полученное от конической линзы:
а — общий вид; б — нормальный участок (тонкая структура); в — искаженный участок

представлен общий вид кольцевого изображения. Стрелкой отмечен участок, отличающийся от остальной части кольца. Для наблюдения тонкой структуры изображения используют микроскоп 100 $\times$ увеличения и монохроматическое излучение оптического квантового генератора ОКГ-11 (длина волны 0,6328 мкм). На рис. 64, б показан нормальный участок кольца, а на рис. 64, в — участок, соответствующий сильно искаженному профилю конической поверхности. При наложении плоского пробиного стекла на этот участок конической поверхности возникала хаотичная интерференционная картина, что подтвердило первоначальное заключение о сильно искаженном участке конической поверхности.

Рассмотренный способ можно рекомендовать для практических целей.

Контроль оптических деталей

1. Измерение толщин линз и плоскопараллельных пластинок

Допуски на толщины линз и плоскопараллельных пластинок назначаются в зависимости от условия работы линз или пластинок в конкретной оптической системе. В большинстве случаев небольшие отклонения толщин линз от номинальных значений мало влияют на изменение аберраций оптических систем. На практике допуски на толщины линз обычно составляют десятые доли миллиметра; строгим допуском на толщину линзы можно считать 0,01 мм и менее.

В практике оптических измерительных лабораторий широкое распространение нашли как контактные, так и бесконтактные методы измерений толщин. Недостатки контактных методов общеизвестны, главный из них — возможность повреждения рабочей поверхности в процессе измерения. Однако контактные методы измерения осуществляются с помощью широко распространенных и универсальных измерительных приборов типа микрометров, индикаторов, оптиметров, компараторов и других, позволяющих применить их для шлифованных оптических деталей.

Среди контактных методов измерения толщин в лабораторной практике наиболее часто применяется абсолютный метод измерения толщин с помощью вертикальных оптических длинномеров ИЗВ-1 и ИЗВ-2. Сущность измерений заключается в том (рис. 65), что контролируемую линзу 2 устанавливают на стержень 1 с малой опорной площадкой или сферической головкой. Центрировку линзы относительно оси стержня проверяют по устойчивому положению линзы. Измерительный стержень 3, соединенный со шкалой 4, опускается до соприкосновения с линзой. Отсчет по шкале снимают с помощью микроскопа 6. Шкала освещена низковольтной лампой накаливания 5. Второй отсчет снимают по шкале без линзы, когда оба стержня входят в соприкосновение друг с другом. Аналогичным способом измеряются толщины плоскопараллельных пластинок.

Особенность устройства приборов такого типа заключается в совмещении плоскости шкалы с осью измерительного стержня

и линзы. Благодаря этому обеспечивается принцип компарирования Аббе и небольшие наклоны измерительного стержня при его перемещении не снижают точность измерения.

Отечественная промышленность выпускает вертикальный длиномер ИЗВ-2, позволяющий проводить непосредственные измерения в пределах 0—100 мм, а при сравнительном методе измерений в пределах 0—250 мм. Цена деления отсчетного устройства 1 мкм. Погрешность прибора без учета поправок по аттестату шкалы составляет $\pm \left(0,0014 + \frac{L}{140\,000} \right)$ мм, где L — измеряе-

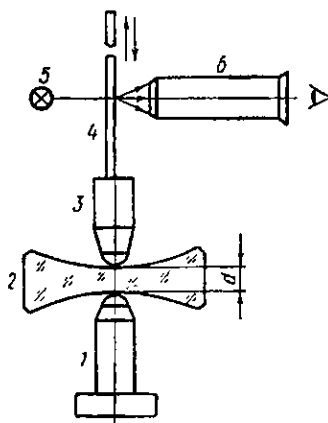


Рис. 65. Схема измерений толщин контактным способом

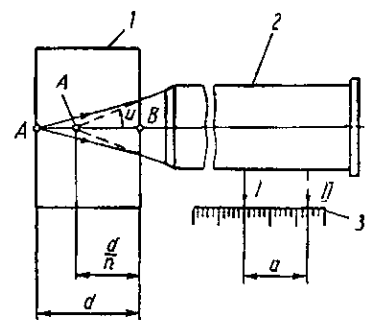


Рис. 66. Схема бесконтактного измерения толщины плоскопараллельной пластинки с помощью микроскопа:

1 — пластинка; 2 — микроскоп;
3 — шкала перемещений микроскопа

мый размер детали в мм, что при $L = 100$ мм составляет $\pm 2,1$ мкм, а с учетом поправок $\pm 1,5$ мкм.

Приборы для сравнительных измерений длин наиболее удобны для контроля толщин плоскопараллельных пластинок путем сравнения их с толщиной эталонной пластинки или концевой меры. К этим приборам относятся оптиметры, пружинно-оптические головки и контактные интерферометры, широко применяемые для измерения длин в машиностроении [35].

С помощью обычного или автоколлимационного микроскопа, снабженного отсчетным устройством, бесконтактным способом можно измерять толщины плоскопараллельных пластинок, одиночных линз и воздушных промежутков (рис. 66—68) путем последовательного наведения предметной точки микроскопа на поверхность пластинок или линз. На рис. 66 показана схема измерения толщины плоскопараллельной пластинки.

В положении I предметная точка микроскопа совмещается с точкой A' — изображением точки A, в положении II — с точ-

кой B . Из геометрической оптики известно, что толщина плоской параллельной пластинки

$$d = an, \quad (35)$$

где n — показатель преломления пластинки;
 a — величина перемещения микроскопа.

Очевидно, что для определения d должен быть известен показатель преломления n .

Найдем точность этого способа. Дифференцируя выражения (35) по переменным a и n , получаем

$$\Delta d = \Delta an + \Delta na. \quad (36)$$

Точность измерения отрезка a определяется апертурой микрообъектива, так как в данном случае используется продольная наводка. Чувствительность продольной наводки, выраженной в мкм, будет

$$\Delta a = \frac{0,2}{u^2}, \quad (37)$$

где u — апертурный угол микрообъектива.

Очевидно, что для осуществления этого способа необходимо, чтобы рабочее расстояние микрообъектива было больше отрезка a , который при $n = 1,5$ в полтора раза меньше толщины пластинки d . Однако микрообъективы с большим рабочим отрезком имеют, как правило, небольшую апертуру.

Пример. Пусть номинальная толщина пластинки $d = 15,16$ мм; показатель преломления $n = 1,516$ известен с точностью $\Delta n = \pm 0,0001$. Согласно выражению (35) рабочее расстояние a микрообъектива должно быть не менее 10 мм. Выберем для измерений микрообъектив ОМ-2 с рабочим расстоянием 13,8 мм, апертурой $A = \sin u = 0,2$, линейным увеличением $\beta = 9$. Тогда согласно выражению (37) $\Delta a = 5$ мкм, а погрешность в определении толщины, вычисленная по формуле (36), составит $\Delta d \approx 8,6$ мкм.

На рис. 67 показан ход лучей при измерении толщины одиночной отрицательной линзы с помощью микроскопа. В данном случае точка A' есть изображение точки A , построенное лучами, преломленными второй сферической поверхностью линзы. Из геометрической оптики известно, что

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r}, \quad (38)$$

где n и n' — показатели преломления сред, расположенных до сферической поверхности с радиусом r и после нее. В нашем случае n — показатель преломления линзы; $n' = 1$; $-s = d$; $-s' = a$, поэтому из формулы (38) следует, что

$$d = \frac{anr}{r - (n - 1)a}. \quad (39)$$

В полученную формулу значение r необходимо подставлять с учетом правила знаков, принятого в геометрической оптике.

Точность определения d , как видно из формулы (39), зависит от точности измерения трех величин: a , n и r . Параметры n и r известны из расчета оптической системы, в состав которой входит линза; значения Δn и Δr обычно представлены в виде допусков на изготовление линзы.

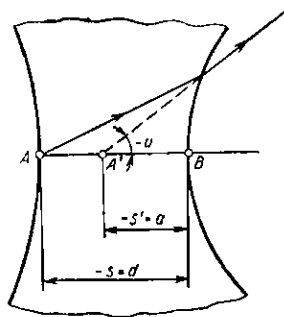


Рис. 67. К измерению толщины линзы с помощью микроскопа

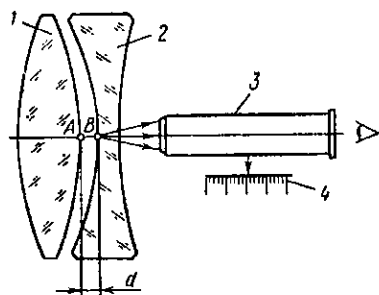


Рис. 68. Схема измерения воздушного промежутка с помощью микроскопа

Аналогичным образом можно измерить величину воздушного промежутка d в системе, состоящей из линз 1 и 2 (рис. 68), с помощью микроскопа 3 и отсчетной шкалы 4. Расчетные формулы легко получить, применяя последовательно основную формулу (38) для сферических поверхностей отрицательной или положительной линзы.

Рассмотренные способы измерения толщин линз и воздушных промежутков целесообразно применять в собранных системах, когда оптическая деталь недоступна для измерений другими способами.

2. Измерение радиусов кривизны сферических поверхностей

Измерение радиусов кривизны сферических поверхностей линз и зеркал осуществляют контактными и бесконтактными методами. Первые выполняют чаще всего на специальных приборах — сферометрах, а также методом колец Ньютона; вторые с помощью автоколлимационного микроскопа и автоколлимационной зрительной трубы. Кривизну шариковых пробных стекол радиусом до 37,5 мм измеряют винтовыми микрометрами, пробные стекла с радиусами кривизны от 37,5 до 750 мм — кольцевым сферометром ИЗС-7, с радиусом кривизны от 750 до 5000 мм — методом автоколлимации из центра кривизны и свыше 5000 мм — методом колец Ньютона [2].

Сущность метода основана на измерении стрелки прогиба сферической поверхности для известного диаметра кольцевой зоны.

Из элементарных геометрических соотношений, очевидных из рис. 69, получим искомый радиус кривизны сферической поверхности

$$R = \frac{r^2}{2h} + \frac{h}{2} \pm \rho, \quad (40)$$

где r — радиус кольца (см. рис. 69, б);

h — стрелка прогиба сферической поверхности, измеренная от вершины сферической поверхности до плоскости AB ;

ρ — радиусы шариков, установленных под углом 120° относительно друг друга. Знак «плюс» в формуле (40) соответствует вогнутой сферической поверхности (штриховая линия на рис. 69, а), «минус» — выпуклой поверхности.

Таким образом, радиус кривизны R определяют косвенным способом через величины r , ρ и h . Радиус r кольца и радиусы ρ шариков измеряются при изготовлении с высокой точностью и являются константами прибора. Величину r определяют на универсальном измерительном микроскопе типа УИМ-21 с помощью плоскопараллельной пластинки, наложенной на шарики (рис. 69, б). Вокруг точек касания наблюдают кольца Ньютона, на их центры наводят перекрестие микроскопа. Измерив длины сторон $a = C_1C_2$, $b = C_2C_3$ и $c = C_1C_3$, вычисляют

$$r = \frac{abc}{4\sqrt{s(s-a)(s-b)(s-c)}},$$

где $s = \frac{1}{2}(a+b+c)$.

Для измерения стрелки прогиба h сферической поверхности линзы последнюю устанавливают на кольцо, диаметр которого на 5—10 мм меньше диаметра контролируемой линзы. Затем измерительный стержень q соприкасают со сферической поверхностью. По измерительному микроскопу сферометра снимают первый отсчет (или несколько отсчетов для исключения систематических и случайных ошибок). После этого на кольцо устанавливают пластинку с плоской поверхностью AB (рис. 69, а) и снимают второй отсчет. Разность отсчетов при установках линзы и пластинки составит стрелу прогиба h сферической поверхности. Подставляя измеренное значение h и известные для выбранного кольца величины r и ρ в формулу (40), вычисляют R .

При измерении радиуса кривизны пары пробных стекол применения пластинки не требуется. Разность из двух отсчетов при наложении выпуклой и вогнутой поверхностей (в любой после-

довательности) есть удвоенная величина стрелы прогиба h для одной из поверхностей.

Промышленность выпускает два типа сферометров: ИЗС-7 и ИЗС-8. Сферометр ИЗС-7 предназначен для измерения радиусов кривизны выпуклых и вогнутых сферических поверхностей пар пробных стекол с радиусами от 37,5 до 750 мм и линз и зеркал с радиусами от 10 до 1000 мм. Предельная ошибка измерения составляет $\pm 0,02\%$. Сферометр имеет семь сменных колец с диаметрами, 12, 21, 30, 42, 60, 85 и 120 мм. Измерительный стержень

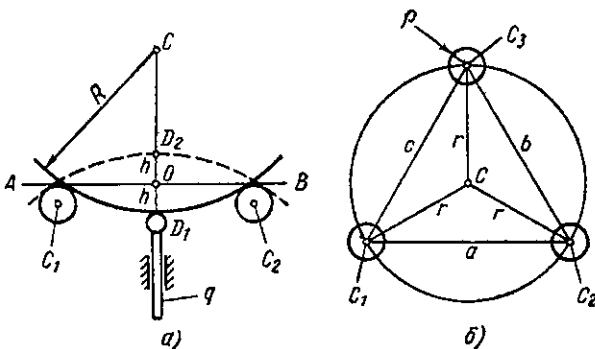


Рис. 69. К измерению радиусов кривизны сферических поверхностей на сферометре:

q — измерительный стержень, соединенный с отсчетным устройством; D_1 и D_2 — точки контакта стержня соответственно с выпуклой и вогнутой сферическими поверхностями

имеет шкалу длиной 30 мм с ценой деления 1 мм. Отсчет по шкале выполняют с помощью микроскопа со спиральным окуляр-микроскопом с ценой деления 1 мкм. Увеличение микроскопа $62\times$, поле зрения 2,3 мм.

Накладной сферометр ИЗС-8 предназначен для измерения радиусов кривизны выпуклых и вогнутых сферических поверхностей линз и зеркал больших размеров и масс. Принцип измерения тот же, что и в рассмотренном случае, но контролируемая деталь и сферометр меняются местами: сферометр устанавливается на сферическую поверхность, он занимает верхнее положение (рис. 69, а повернут на 180°). Сферометр позволяет измерять радиусы кривизны в пределах от 80 мм до 40 м с погрешностью 0,02—0,5% и имеет четыре сменных кольца. Диаметр основания прибора 320 мм, высота 290 мм, масса 2,4 кг.

2. Метод колец Ньютона

Этот метод позволяет измерить стрелку прогиба сферической поверхности с точностью $\sim 0,03$ мкм. Он имеет преимущество перед сферометром в тех случаях, когда радиус кривизны поверхности очень велик.

Для выполнения измерений наиболее удобен микроскоп типа УИМ-21 (рис. 70) с осветительным приспособлением, состоящим из монохроматического источника света 1 (например, натриевая лампа ДНаС-18), диафрагмы 2, линзы 3 и полупрозрачной пластинки 4. Лучи, выходящие из осветительной системы, образуют параллельный пучок, падающий нормально к плоскопараллельной пластинке 5, нижняя поверхность которой служит эталоном плоскостности. Фокусное расстояние линзы 3 выбирается в зависимости от

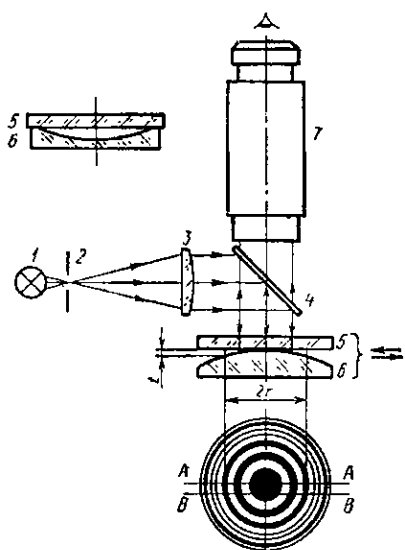


Рис. 70. Измерение радиусов кривизны сферических поверхностей методом колец Ньютона

минимального диаметра диафрагмы 2, угловой размер которой составляет 15—20'. Удобно использовать линзу 3 с фокусным расстоянием 150—200 мм в сочетании с диафрагмой 2 диаметром ~ 1 мм.

Для получения колец Ньютона на контролируемую линзу 6 накладывают пластинку 5. Для фиксации ее положения в воздушном зазоре на краю деталей помещают несколько шариков воска или пластилина. Кольца наблюдают с помощью микроскопа 7 в воздушном слое вокруг точки контакта. Вид поля зрения показан в нижней части рис. 70. Система интерференционных колец имеет темный центр.

Очевидно, что разность хода δ между интерферирующими лучами равна удвоенной величине воздушного слоя t между плоской и сферической поверхностями. На основании геометрической оптики найдем радиус сферической поверхности

$$R = \frac{r^2}{2t} + \frac{t}{2},$$

где r — радиус сегмента сферы, соответствующий стрелке прогиба t .

Так как стрелка прогиба t очень мала при больших R , то без ущерба для точности можно использовать формулу

$$R = \frac{r^2}{2t}. \quad (41)$$

В нашем случае величина r — радиус интерференционного кольца, соответствующий разности хода $2t$ между интерферирующими лучами. Так как в точке контакта наблюдается темное

нятно, то темные кольца видны на так x расстояниях от точки контакта, для которых $2t = m\lambda$, где m — целое число (номер интерференционного кольца).

Таким образом, измерив радиус кольца r и зная его номер, по формуле (41) можно вычислить радиус R сферической поверхности.

При наложении плоскопараллельной пластинки на линзу в точке контакта происходит заметная деформация поверхностей, что приводит к несимметричному распределению освещенности в интерференционных кольцах, расположенных близко к точке контакта. Поэтому на практике измерения диаметров колец начинают с 4—6-го кольца, а для вычисления R используют эквивалентную формулу

$$R = \frac{D_2^2 - D_1^2}{4\lambda(m_2 - m_1)}, \quad (42)$$

где D_2 и D_1 — диаметры колец соответственно с номерами m_2 и m_1 .

Из этой формулы следует, что собственные номера колец m_2 и m_1 могут оставаться неизвестными. Для вычисления радиуса R необходимо знать лишь число измеренных колец, т. е. разность $m_2 - m_1$.

Важно заметить, что центрировка линзы относительно оси микроскопа не имеет существенного значения, так как вычисления R по формуле (42), выполняемые по результатам измерений вдоль линий $A-A$ или $B-B$ (см. рис. 70), теоретически точно дают одинаковые результаты.

Аналогичным образом определяют большой радиус кривизны для вогнутой сферической поверхности. Взаимное расположение пластинки 5 и линзы 6 показано в верхней части рис. 70.

Погрешность метода главным образом зависит от погрешности установки перекрестия микроскопа на середину интерференционной полосы. Примем эту погрешность равной 0,1 ширины полосы, т. е. $dm_2 = dm_1 = 0,1$. Дифференцируя формулу (42), получим

$$\frac{dR}{R} = - \frac{d(m_2 - m_1)}{m_2 - m_1}.$$

В наиболее неблагоприятном случае

$$\frac{dR}{R} = \frac{dm_1 + dm_2}{m_2 - m_1} = \frac{0,2}{m_2 - m_1},$$

что при $m_2 - m_1 = 10 \div 20$ соответствует относительной погрешности 2—1%.

На практике часто приходится решать вопрос о применимости метода колец Ньютона для измерения больших радиусов кривизны линз. При этом обычно принимают во внимание только величину радиуса R . Между тем применимость метода зависит как от

величины R , так от диаметра детали (линзы), т. е. в конечном итоге от минимальной ширины интерференционного кольца. Самое узкое кольцо возникает на краю детали. Ширину b этого кольца легко определить, используя формулу

$$b = r_2 - r_1 = \frac{R(m_2 - m_1)\lambda}{r_2 + r_1},$$

где r_2 и r_1 — радиусы интерференционных колец.

Очевидно, что минимальная ширина $b_{\min}$ на краю детали определяется как разность радиусов кривизны последнего и предпоследнего колец, т. е.

$$b_{\min} \approx \frac{R\lambda}{D}, \quad (43)$$

где $D \approx r_2 + r_1$ — диаметр детали (последнего интерференционного кольца).

Если $b_{\min}$ меньше разрешающей способности микроскопа вместе с глазом, то выполнить измерения физически невозможно. Для измерительных микроскопов апертура микрообъектива мала, поэтому разрешающая способность δ микроскопа совместно с глазом определяется разрешающей способностью глаза. В этом случае

$$\delta = \frac{250}{\bar{F}} \psi', \quad (44)$$

где ψ' — разрешающая способность глаза;

$\bar{F}$ — видимое увеличение микроскопа.

Пример. Пусть радиус кривизны сферической поверхности линзы $R = 1000$ мм, диаметр линзы $D = 20$ мм, длина волны света, используемого для измерения, $\lambda = 0,6$ мкм. По формуле (43) найдем $b_{\min} = 0,03$ мм. Если разрешающая способность глаза $\psi' = 2' = 0,0006$, то при $\bar{F} = 50\times$ из формулы (44) получим $\delta = 0,03$ мм. Таким образом, для выполнения измерений необходим микроскоп, имеющий $\bar{F} > 50\times$. При этом число интерференционных колец, наблюдаемых по всему диаметру линзы, равно

$$m_{\max} = \frac{D^2}{4R\lambda} = 167.$$

3. Автоколлимационный метод

Этот метод осуществляется с помощью автоколлимационных микроскопов и зрительных труб, он является бесконтактным, в этом его основное преимущество.

Радиусы кривизны вогнутых сферических поверхностей измеряют с помощью автоколлимационного микроскопа по схеме (см. рис. 36), предусмотренной для контроля качества сферических поверхностей по виду дифракционного изображения точки. Сущность метода заключается в следующем. Предметную точку микроскопа 1 сначала совмещают с центром кривизны S сфери-

ческой поверхности. Это осуществляется точно таким же способом, как и при контроле качества сферической поверхности по виду дифракционного изображения точки (гл. III, п. 2). В этом положении снимают первый отсчет по шкале измерительной каретки, на которой установлен микроскоп или деталь с контролируемой поверхностью. После этого микроскоп или деталь перемещают относительно друг друга, пока предметная точка микроскопа не совместится со сферической поверхностью, что фиксируется по автоколлимационному изображению точки или перекрестия. В этом положении снимают второй отсчет. Очевидно, что разность двух отсчетов дает радиус кривизны сферической поверхности.

Для практического осуществления способа можно использовать любое оборудование, имеющее достаточно точное отсчетное устройство и поступательное перемещение в пределах измерения, например, оптические скамьи ОСК-2 и ОСК-3, измерительные машины ИЗМ-10м, ИЗМ-11, ИЗМ-12, ИЗМ-13.

Точность метода главным образом зависит от апертуры микрообъектива, так как в данном случае используется продольная наводка. Микрообъектив выбирают в зависимости от параметров контролируемой сферической поверхности таким образом, чтобы апертура микрообъектива была равна или несколько превосходила апертуру сферической поверхности. Последняя определяется по формуле, очевидной из рис. 36:

$$\sin u = \frac{D}{2R},$$

где D и R — соответственно световой диаметр и радиус кривизны сферической поверхности.

Используя формулу (37) для рассматриваемого случая, получим погрешность измерения радиуса, обусловленную только чувствительностью продольной наводки, в мкм:

$$\overline{\Delta R} \approx 0,8 \left(\frac{R}{D} \right)^2.$$

Очевидно, что пределы измерения радиусов кривизны вогнутых сферических поверхностей ограничены лишь диапазоном возможных перемещений микроскопа относительно контролируемой поверхности. Среди измерительных машин типа ИЗМ наибольший диапазон измерений, равный 6000 мм, имеет машина ИЗМ-13. Погрешность измерений для всех типов машин ИЗМ составляет $\pm \left(0,001 + \frac{L}{200000} \right)$ мм, где L — измеряемая длина, выраженная в мм. При $L = 6000$ мм получим погрешность $\pm 0,031$ мм. Таким образом, суммарную погрешность измерений радиуса кривизны при использовании измерительных машин и автоколлимационного микроскопа можно определить по формуле в мкм:

$$\Delta R = \left[0,8 \left(\frac{R}{D} \right)^2 + \left(1 + \frac{R}{200} \right) \right],$$

где R и D должны быть выражены в мм.

Для выпуклых сферических поверхностей R измеряют аналогично, однако диапазон измерений ограничен рабочим расстоянием выбранного микрообъектива и обычно не превышает 25—28 мм при апертуре $\sin u = 0,11$.

Измерения больших радиусов кривизны выпуклых сферических поверхностей могут быть выполнены с помощью автоколлимационной зрительной трубы (рис. 71), окуляр которой имеет отсчетное устройство для измерения перемещений вдоль оси. Зрительная труба предварительно должна быть выверена на бесконечность по коллиматору или автоколлимационным методом.

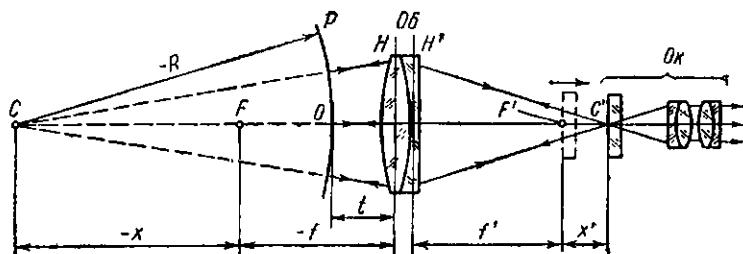


Рис. 71. Измерение радиусов кривизны сферических поверхностей с помощью автоколлимационной зрительной трубы

Сферическую поверхность P с радиусом кривизны R устанавливают перед объективом зрительной трубы. Окуляр перемещают вдоль оси от объектива (или к объективу, если поверхность P вогнутая) до получения резкого автоколлимационного изображения перекрестия. Из хода лучей ясно, что центр кривизны сферической поверхности C и точка C' , совпадающая с перекрестием окуляра, оптически сопряжены, поэтому к ним применима формула Ньютона $xx' = -f'^2$.

Из рисунка ясно, что

$$-x - f = -R + t.$$

Учитывая, что $-f = f'$, и используя формулу Ньютона, получаем

$$-R = \frac{f'^2}{x'} + f' - t.$$

Аналогично для вогнутой сферической поверхности

$$R = \frac{f'^2}{x'} - f' + t.$$

На практике этот способ обычно применяют для измерения больших радиусов кривизны, когда смещение x' окуляра мало. Фокусное расстояние f' объектива зрительной трубы известно с высокой точностью. Отрезок t определяют косвенным способом по положению передней главной плоскости H объектива и расстоя-

нию между вершиной O поверхности P и первой поверхностью объектива. При измерениях больших R (свыше 2 м) поверхность P устанавливают вблизи объектива, и тогда отрезком t можно пренебречь. Для $R > 2$ м погрешность измерения может составлять до 0,1%.

А. Ариюльф описал интересные методы измерения радиусов кривизны сферических поверхностей [1]. Некоторые из них забыты и редко применяются в практике современных оптических измерительных лабораторий, хотя и имеют полезные свойства.

3. Контроль децентрировки линз

В простых линзах различают две основные оси: оптическую и геометрическую. Оптической осью называют линию, соединяющую центры кривизны сферических поверхностей линзы. Геометрическая ось является осью симметрии боковой поверхности линзы. В правильно изготовленной линзе геометрическая и оптическая оси совпадают. Такие линзы называются центрированными (рис. 72, а, б). В децентрированной линзе оптическая и геометрическая оси не совпадают между собой и могут занимать различное положение одна относительно другой (рис. 72, в, г, д). Величину децентрировки линз оценивают как по углу α между осями линзы, так и по величинам Δ_0 , Δ_1 и Δ_2 , определяющим расстояния от оптической оси до геометрической в точках O , C_1 и C_2 (рис. 72, в, г, д, е). Точку O называют центром линзы или главной точкой линзы и определяют как точку пересечения геометрической оси с главной плоскостью линзы, полагая при этом, что передняя H и задняя H' главные плоскости совмещены друг с другом. Точки C_1 и C_2 являются центрами кривизны сферических поверхностей линзы.

Децентрированную линзу можно представить как бы состоящей из правильно центрированной линзы и дополнительного клина, образованного сферическими поверхностями. Дополнительный клин меняет направление оптической оси правильно центрированной линзы, вносит хроматизм и кому, а при больших углах также и заметный астигматизм на оси.

При исследовании линз на децентрировку определяют смещения главной точки или центров кривизны относительно геометрической оси. Связь между этими величинами можно определить, пользуясь элементарными геометрическими соотношениями, очевидными из рис. 72, в—е. В частном случае (рис. 72, е), когда геометрическая ось проходит через центр кривизны одной из сферических поверхностей линзы, получим

$$\Delta_0 = \frac{r_2 \Delta_1}{|r_1| \pm |r_2|}.$$

В знаменателе этой формулы знак «плюс» следует брать для двояковыпуклых и двояковогнутых линз, «минус» — для менисковых линз.

Контроль децентрировки линз осуществляют в проходящем или отраженном свете. В первом случае проверяют смещение главной точки, во втором — центров кривизны поверхностей линзы.

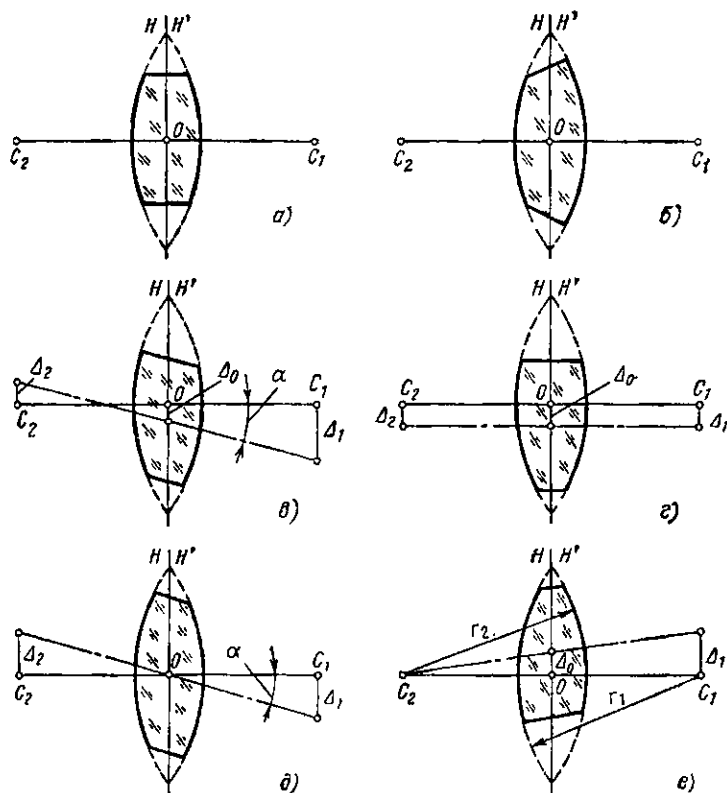


Рис. 72. К определению децентрировки линз:

а, б — правильно центрированные линзы; в, г, д, е — децентрированные линзы (в — общий случай взаимного наклона осей; г — параллельный сдвиг осей; д — пересечение осей в центре линзы; е — геометрическая ось проходит через центр кривизны одной поверхности линзы)

Рассмотрим схемы установок для контроля децентрировки в проходящем свете.

1. Контроль с помощью коллиматора и микроскопа

Изображение перекрестия пластинки 2 (рис. 73), расположенного в фокальной плоскости объектива коллиматора 3 и освещенного источником света 1, образуется в фокальной плоскости контролируемой линзы 4, его рассматривают в микроскоп 5—8. Линза 4 базируется на одной из своих сферических поверхностей,

а боковой цилиндрической поверхностью поджимается к упору. Если при вращении линзы изображение перекрестия не смещается относительно какого-либо штриха сетки микроскопа, то линза хорошо центрирована. При несовпадении главной точки с геометрической осью линзы изображение перекрестия в поле зрения микроскопа будет описывать круг. Децентрировку главной точки определяют по формуле

$$\Delta_0 = \frac{ma'}{2\beta},$$

где m — число делений сетки микроскопа, укладываемое в диаметре круга, по которому перемещается изображение;

a' — линейная цена деления сетки микроскопа;

β — линейное увеличение объектива микроскопа.

Для совмещения предметной плоскости микроскопа с фокусом контролируемой линзы микроскоп необходимо перемещать в вертикальной плоскости.

По этой схеме можно проверять в основном положительные линзы. Диапазон фокусных расстояний контролируемых линз зависит от величины возможного перемещения микроскопа и конструкции прибора. Точность измерений определяется ценой деления сетки микроскопа и обычно составляет 0,005—0,01 мм.

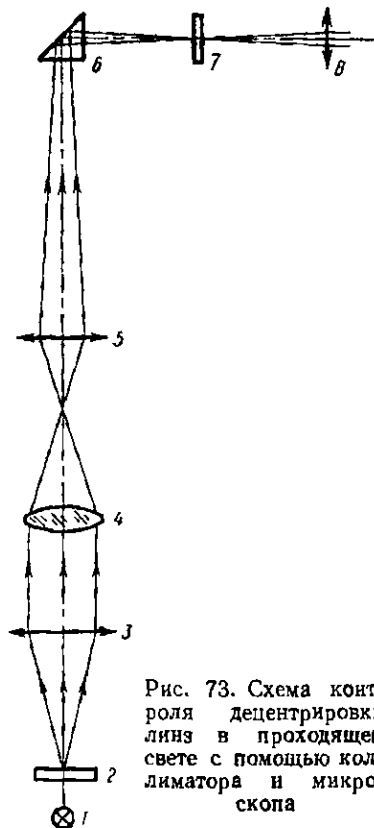


Рис. 73. Схема контроля децентрировки линз в проходящем свете с помощью коллиматора и микроскопа

2. Контроль с помощью зрительной трубы

Изображение перекрестия пластинки 3 (рис. 74), освещенного источником света 1 через конденсор 2, образуется объективом 4 в фокальной плоскости контролируемой линзы 5, его рассматривают в зрительную трубу 6, установленную на бесконечность. Линза 5 располагается в центрирующем устройстве и может вращаться вокруг своей геометрической оси. Для совмещения изображения перекрестия с фокальной плоскостью линзы 5 объектив 4 перемещают вдоль оси на протяжении всего интервала

между пластинкой 3 и держателем линзы 5. Благодаря этому объектив 4 может изображать перекрестие во всех плоскостях пространства, начиная от плоскости, отстоящей вправо от пластинки на расстоянии, равном четырем фокусным расстояниям объектива 4 ($f' = 30$ мм), до плоскости, расположенной на $+\infty$. Мнимое изображение можно получить влево от пластинки 3, начиная от нее до $-\infty$. Если фокусное расстояние линзы 5 попадает в интервал, начинающийся от пластинки и кончающийся вправо от нее на расстоянии, равном четырем фокусным расстояниям объектива 4, то можно передвинуть вдоль оси на небольшое расстояние весь узел прибора, состоящий из источника

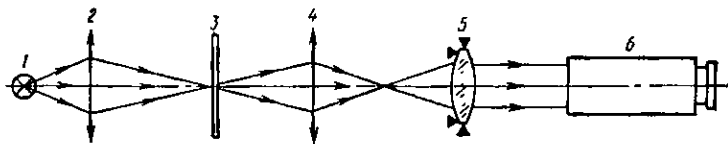


Рис. 74. Схема контроля децентрировки линз в проходящем свете с помощью зрительной трубы

света 1, коиденсора 2 и пластинки 3. Таким образом, по этой схеме можно измерить децентрировку как положительных, так и отрицательных линз. Угловая цена деления сетки зрительной трубы в существующей конструкции прибора составляет для малого деления $0,7'$, или в радианах 0,0002, и для большого деления $3,4'$, или в радианах 0,001.

При вращении контролируемой линзы изображение перекрестия начинает описывать круг, угловой размер которого можно оценить по сетке зрительной трубы. Децентрировку определяют по формуле

$$\Delta_0 = \frac{\alpha f'}{2} = 0,0001 m f',$$

где α — угловой размер круга биения изображения;
 f' — фокусное расстояние контролируемой линзы;
 m — число малых делений сетки зрительной трубы, укладываемых в круге биения изображения.

3. Контроль с помощью коллиматора и длиннофокусного микроскопа с подвижной линзой

Принципиально эта схема не отличается от предыдущей, однако конструктивно она оформлена иначе (рис. 75). Установка состоит из коллиматорного объектива 5, 6, в фокальной плоскости которого находится перекрестие 3, освещаемое источником 1 через светофильтр 2, призмы 4, контролируемой линзы 7 и длиннофокусного микроскопа 9—15. Перемещая объектив 9 микро-

скопа, совмещающая предметную плоскость последнего с изображением перекрестия 3, образованного линзой 7. Параллельный пучок лучей, выйдя из объектива 9, собирается объективом 10 в его фокальной плоскости, образуя изображение перекрестия 3, которое рассматривают в окуляр 15.

Как видно из схемы, децентрировку можно определить по формуле

$$\Delta_0 = \frac{d}{2} \cdot \frac{f'_9}{f_{10}},$$

где d — диаметр круга, по которому перемещается изображение перекрестия 3 при вращении децентрированной линзы;

f'_9 и f_{10} — фокусные расстояния соответственно объективов 9 и 10.

Сетка 14 окуляра 15 состоит только из перекрестия, поэтому децентрировку оценивают по толщине штриха перекрестия 3. Минимальная величина децентрировки, которую можно обнаружить, составляет 0,006 мм. Перемещение объектива 9 позволяет проверять децентрировку линз с фокусными расстояниями в пределах ± 100 мм.

Для проверки линз с фокусными расстояниями, выходящими из этих пределов, в ход лучей вводится дополнительная положительная или отрицательная линза 8. В этом случае точность определения децентрировки зависит от эквивалентного фокусного расстояния объектива 9 и дополнительной линзы.

Рассмотрим схемы установок для контроля децентрировки в отраженном свете.

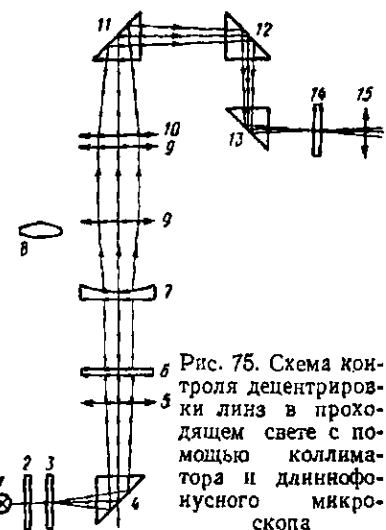


Рис. 75. Схема контроля децентрировки линз в проходящем свете с помощью коллиматора и длиннофокусного микроскопа

4. Контроль с помощью автоколлимационного микроскопа

Свет от источника 1 (рис. 76) конденсором 2 направляется на перекрестие 3 и далее, отразившись от полупрозрачной призмы-куба 4, собирается сложным объективом 5—6 в центре кривизны контролируемой поверхности. Отраженные от контролируемой поверхности лучи образуют изображение перекрестия 3 в плоскости сетки 7. Сетку 7 и изображение перекрестия 3 рассматривают в окуляр 8. Смещение изображения перекрестия 3 относительно перекрестия сетки 7, которое получают при вращении линзы

в упорном кольце, характеризует смещение центра кривизны верхней поверхности линзы относительно ее геометрической оси. Сложный объектив 5—6 состоит из объектива 5 постоянного и объектива 6 переменного увеличения. В объективе 6 различные увеличения достигаются изменением воздушного промежутка между линзами в пределах от 2 до 56 мм. С помощью объективов 5 и 6 на данной установке можно контролировать линзы с радиусом величиной от +230 до +∞ и от -∞ до -321 мм. Для промежуточных радиусов существует восемь сменных объективов, их устанавливают вместо объектива 6 переменного увеличения. В приборе используют сменные объективы следующих фокусных расстояний: +40,7; +100,0; +116; +214; -49,4; -100; -150; -257 мм.

Децентрировку центра кривизны верхней поверхности в угловой мере определяют по формуле

$$\alpha = \frac{0,1A \cdot 3438}{2\beta r_1},$$

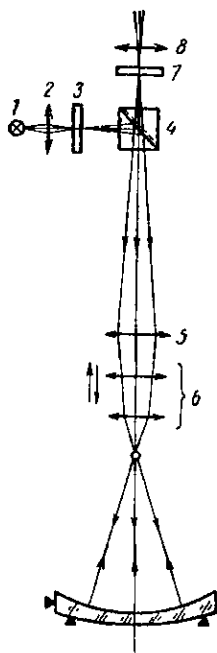


Рис. 76. Схема контроля децентрировки линз в отраженном свете с помощью автоколлимационного микроскопа

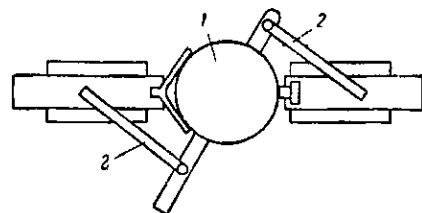


Рис. 77. Специальный держатель для контроля децентрировки линз по схеме, изображенной на рис. 75

где β — линейное увеличение объективов 5 и 6;

A — величина смещения изображения центра верхней поверхности линзы, выраженная в малых делениях сетки окуляра (цена деления равна 0,1 мм);

r_1 — радиус верхней поверхности линзы.

В качестве держателя линз в этом приборе вместо обычного кольца применяют специальный держатель, состоящий из опорного кольца и системы рычагов 2 на двух шарнирах (рис. 77). Такой держатель обеспечивает приведение геометрической оси контролируемой линзы 1 на одно и то же место по отношению к оси микроскопа при смене линз.

Этот микроскоп представляет собой универсальный автоколлимационный прибор (рис. 78), который с успехом может быть применен для контроля децентрировки линз.

С помощью источника 10, конденсора 9 и зеркала 8 освещается перекрестие, процарапанное в алюминиевом слое зеркала 4. Объективы 5 и 6 проектируют это перекрестие в центр кривизмы наружной поверхности контролируемой линзы 7. После отражения от этой поверхности лучи идут в обратном направлении, создавая изображение перекрестия в том же центре кривизмы. Это изображение рассматривается с помощью объективов 5 и 6 и микроскопа 1—3. Прибор позволяет проверять центрировку линз с любыми радиусами кривизны от $-\infty$ до $+\infty$. Перемещая объектив 5—6 или весь микроскоп, находят автоколлимационное изображение от верхней поверхности линзы 7, затем, вращая линзу в упорном кольце, замечают величину биения изображения по сетке 2 микроскопа. Цена деления сетки микроскопа зависит от положения объектива 5—6, которое связано с величиной радиуса верхней поверхности линзы 7. В рассматриваемой конструкции цена одного деления сетки, в зависимости от радиуса контролируемой линзы, изменяется в пределах 0,003—0,06 мм.

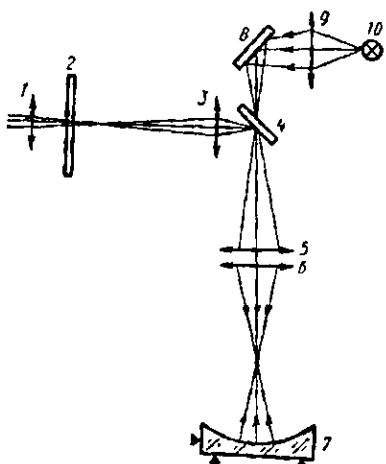


Рис. 78. Схема контроля децентрировки линз на приборе А. А. Забелина

6. Центрировка линз при склейке

При склейке линз необходимо обеспечить центрировку одной склеиваемой линзы по отношению к другой, т. е. расположить центры кривизны всех поверхностей склеенных линз на прямой линии. Обычно склейку выполняют в проходящем свете на тех же приборах, с помощью которых осуществляют контроль центрировки одиночных линз.

При склейке добиваются такого положения, при котором, вращая одновременно обе склеиваемые линзы, получают неподвижное изображение перекрестия коллиматора или биение в пределах, установленных допусками. Центрировку склеенных пар проверяют на тех же приборах. При склейке линз в проходящем

свете следует предварительно обеспечить особо высокую центровку той линзы, которую помещают в упорном кольце. Верхнюю линзу *Б* (плохо центрированную) изготавливают несколько меньше диаметра, и поэтому для совмещения оптической оси с осью линзы *А* ее можно немного смещать (рис. 79). На рис. 79, *а* изображен хорошо центрированный блок.

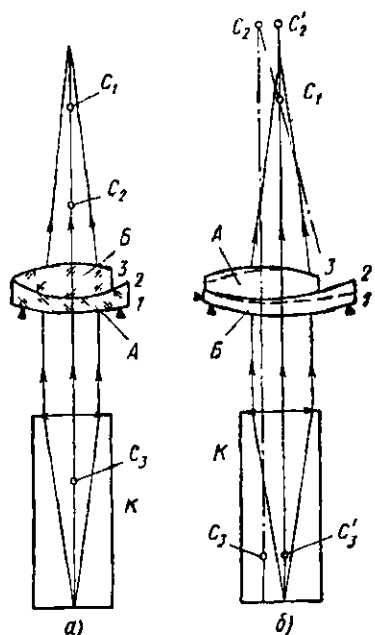


Рис. 79. Схемы контроля децентрировки линз при склейке:

а — хорошо центрированный блок;
б — плохо центрированная линза; *А* — хорошо центрированная линза; *Б* — плохо центрированная линза; *К* — коллиматор; C_1 , C_2 и C'_2 — центры кривизны поверхностей 1, 2 и 3

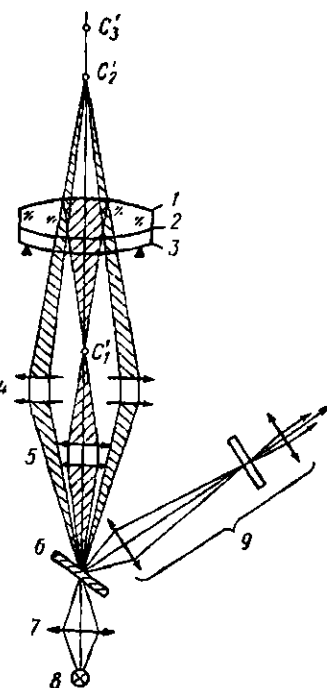


Рис. 80. Схема прибора для контроля децентрировки склеенных линз в отраженном свете

Однако, если базовая (нижняя) линза недостаточно центрирована, то добившись неподвижного изображения перекрестия коллиматора при вращении склеенной пары, все же можно получить плохо центрированный блок. На рис. 79, *б* представлен случай склейки двух линз *А* и *Б*, из которых нижняя (базовая) плохо центрирована. Из рисунка видно, что децентрировку (клиновидность), имеющуюся в нижней линзе, можно скомпенсировать (для какой-либо длины волны света) поперечным смещением верхней линзы, хотя центры кривизны всех поверхностей не лежат на одной линии. В связи с этим в разное время пытались создать

приборы, позволяющие склеивать детали с помощью автоколлимации от поверхностей линз.

На рис. 80 представлена схема подобного специализированного прибора для контроля децентрировки склеиваемых линз массового производства. Принцип и конструкция его были разработаны А. И. Либером. Источник света 8 с помощью конденсора 7 освещает перекрестие, процарапанное на алюминиевом слое зеркала 6. Изображение этого перекрестия внутренним объективом 5 образуется в плоскости автоколлимационной точки C'_1 от наружной поверхности 1 кроновой линзы, а объективом 4 (с отверстием) образуется в плоскости автоколлимационной точки C'_2 от склеиваемой поверхности 2. Лучи, отраженные от поверхности 2 и 1, соответствующими объективами собираются вблизи перекрестия на зеркале 6, создавая там автоколлимационные изображения перекрестия. Рассматривая эти изображения в микроскоп, можно судить о взаимном расположении автоколлимационных точек склеиваемого блока; при склейке нет необходимости вращать склеиваемый блок, достаточно смещением верхней линзы по нижней совместить автоколлимационные изображения от поверхности 2 и 1. Оптическая система прибора рассчитана так, чтобы блики можно было совмещать не только в центре, но и в любой точке поля зрения микроскопа. Склеиваемые линзы базируются на поверхности 3. Изображение перекрестия рассматривают в микроскоп 9.

4. Измерение преломляющих углов клиньев и углов отклонения

Оптический клин представляет собой оптическую деталь (рис. 81), образованную двумя плоскими поверхностями, образующими между собой малый угол σ (до $2-3^\circ$). Этот угол называется преломляющим углом клина. Любой луч, падающий на клин, после прохождения через него отклоняется к основанию клина. Угол ω между падающим и отклоненным лучами называется углом отклонения клина. Углы σ и ω являются основными параметрами клина.

При малых углах падения i угол ω можно вычислить по приближенной формуле

$$\omega = \sigma \left(\frac{n \cos i'}{\cos i} - 1 \right),$$

где n — показатель преломления материала клина;
 i' — угол преломления.

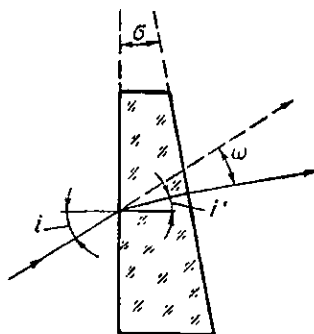


Рис. 81. Оптический клин

Эту формулу можно представить в более простом виде [76]:

$$\omega = \sigma(n-1) \left[1 + \frac{n+1}{2n} i^2 \right]. \quad (45)$$

Если положить $n = 1,5$, $i = 3^\circ$, то последнее слагаемое в квадратных скобках будет равно 0,0023, поэтому в большинстве случаев им можно пренебречь. С учетом этого получим

$$\omega = (n-1) \sigma. \quad (46)$$

Последняя формула наиболее часто применяется на практике.

1. Гониометрические методы

Гониометр наиболее удобен для определения преломляющих углов и углов отклонения клина. Методика измерения преломляющих углов клиньев на гониометре совершенно аналогична измерению углов призм. Если показатель преломления клина точно известен, то преломляющий угол клина σ можно определить по измеренному углу отклонения ω , пользуясь формулой (46).

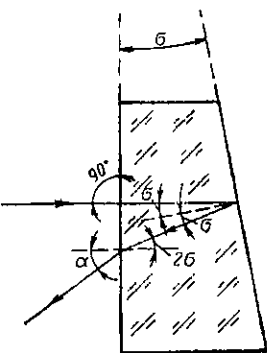


Рис. 82. К измерению углов клина на гониометре

Для измерения преломляющих углов с помощью автоколлимационной зрительной трубы клин устанавливается на столике гониометра так, чтобы в поле зрения наблюдались два автоколлимационных изображения перекрестия бликов, полученных от двух граней клина (рис. 82) и расположенных на горизонтальной линии, точнее в плоскости вращения зрительной трубы. С этой целью ребро клина необходимо ориентировать перпендикулярно плоскости вращения зрительной трубы. Если в фокальной плоскости окуляра имеется угловая шкала, то разность отсчетов по ней для двух бликов определяет угол $\alpha = 2\sigma n$, откуда

$$\sigma = \frac{\alpha}{2n}.$$

Для повышения точности измерений используют второй способ: последовательно совмещают центр перекрестия окуляра с центрами бликов путем поворота зрительной трубы и снимают отсчеты по лимбу с помощью отсчетного микроскопа. Разность отсчетов составит угол $\varphi = \sigma n$, вдвое меньший, чем в первом случае, так как при втором положении зрительной трубы лучи нормально отражаются от второй грани клина. Зная угол φ и показатель преломления n , легко вычислить угол σ .

Рассмотрим точность второго способа, для которого $\varphi = \sigma n$. Легко показать, что

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta \varphi}{\varphi} + \frac{\Delta n}{n}.$$

Пусть номинальные значения $\sigma = 10''$, $n = 1,5$, а измерения угла φ произведены на гониометре с точностью $\pm 5''$. Полагая $\Delta n = 0,005$, получим $\Delta \sigma = \pm 5,3''$.

Угол отклонения клина можно измерить на гониометре, используя коллиматор и зрительную трубу (рис. 83). Сначала центр перекрестия окуляра 4 зрительной трубы совмещают с изображением щели, установленной вертикально в фокальной плоскости объектива 1 коллиматора, и снимают первый отсчет по лимбу

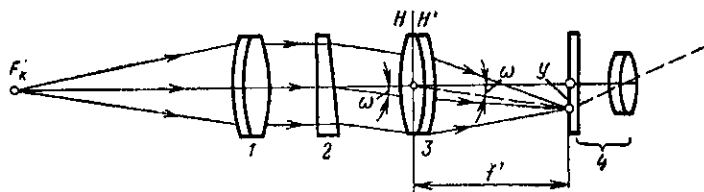


Рис. 83. Схема измерения угла отклонения клина с помощью коллиматора и зрительной трубы

гониометра. Затем между коллиматором и объективом 3 зрительной трубы устанавливают клин 2, ребро которого параллельно щели. Вновь совмещая изображение щели с центром перекрестия окуляра зрительной трубы путем ее поворота, снимают второй отсчет. Разность двух отсчетов и есть угол отклонения клина ω . В данном случае точность измерения угла ω зависит только от точности гониометра, так как другие параметры клина не используются в измерениях.

Важно заметить, что установка клина по отношению к параллельному пучку лучей, выходящих из коллиматора, не требует высокой точности, так как влияние угла падения i на величину угла отклонения ω мало [см. формулу (45)].

2. Метод коллиматора и зрительной трубы

Этот метод обычно осуществляется на оптической скамье и в сущности мало отличается от измерения угла ω на гониометре. Разница заключается только в том, что смещение y изображения щели коллиматора измеряют с помощью окуляр-микрометра 4 (см. рис. 83), установленного на зрительной трубе. Из рис. 83 ясно, что

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{y}{f'},$$

где f' — фокусное расстояние объектива зрительной трубы.

Точность метода определяют формулой

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\Delta y}{y} + \frac{\Delta f'}{f'}.$$

Фокусное расстояние f' может быть измерено с точностью 0,1—0,2%; при измерениях с помощью окуляр-микрометра $\Delta y = 0,01$ мм. Если номинальное значение $\omega = 20'$, $f' = 500$ мм, то $y = 3$ мм, и тогда $\frac{\Delta \omega}{\omega} = 0,43 \div 0,53\%$.

Измерение малых углов отклонения клиньев с высокой точностью можно выполнить с помощью автоколлимационной зрительной трубы и двух зеркал, расположенных строго параллельно друг другу [53]. Между зеркалами устанавливают измеряемый клин. Одно из зеркал, расположенных вблизи объектива зрительной трубы, имеет полупрозрачное покрытие. В фокальной плоскости окуляра наблюдают несколько изображений щели, полученных в результате многократного прохождения лучей через клин. Измеряя расстояния между этими изображениями, можно измерить угол отклонения с точностью $\pm 0,2''$ при фокусном расстоянии объектива 550 мм.

3. Интерференционный метод

Для измерения углов точных стеклянных клиньев интерференционным методом можно использовать измерительный микроскоп типа УИМ-21 с осветительным устройством (см. рис. 70). Клин устанавливают на каретке микроскопа вместо деталей 5 и 6. Перед измерениями необходимо ориентировать ребро клина перпендикулярно направлению движения каретки. Интерференционные полосы, параллельные ребру клина, возникают в результате интерференции лучей, отраженных от рабочих поверхностей клина. Поэтому для определения ширины b интерференционной полосы можно использовать формулу

$$b = \frac{\lambda}{2n\sigma},$$

где λ — длина волны света;

n — показатель преломления стекла клина;

σ — преломляющий угол клина.

Таким образом, для определения угла σ необходимо знать три параметра, два из которых (λ и n) известны, как правило, с высокой точностью. Ширину полосы b необходимо измерить. Для этого перекрестие микроскопа совмещают с серединой светлой или темной полосы, выбранной произвольно. Перемещая каретку с клином, производят аналогичное совмещение с другой полосой, при этом считают число полос m и измеряют длину участка l , на котором они располагаются. Угол клина определяют по формуле

$$\sigma = \frac{\lambda}{2nb} = \frac{m\lambda}{2nl}. \quad (47)$$

Основная погрешность измерений возникает при наведении перекрестия на среднюю интерференционную полосу. Так как

это наведение выполняют дважды, то в худшем случае $\Delta m = 0,2$. Остальные величины, входящие в формулу (47), известны с высокой точностью, поэтому относительную погрешность измерений можно вычислить по формуле

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta m}{m} = \frac{0,2}{m}.$$

Если, например, $m = 10$, то $\Delta \sigma = 0,02\sigma$, что при малых углах σ (порядка нескольких секунд) обеспечивает очень высокую точность измерений. Однако на практике плоские поверхности клиньев имеют некоторую сферичность, а стекло имеет оптическую неоднородность. Это приводит к искривлению интерференционных полос и соответственно к снижению точности. Поэтому в наиболее ответственных случаях измеряют не преломляющий угол клина σ , а угол отклонения $\omega = (n - 1) \sigma$. Эти измерения можно выполнить на интерферометре Тваймана—Грина, устанавливая в одной из ветвей интерферометра исследуемый клин. Так как лучи света дважды проходят через клин, то его отклоняющее действие удваивается, что позволяет определить с высокой точностью угол отклонения и положение ребра клина. Однако на практике необходимость такого рода измерений встречается редко и поэтому более подробно здесь не рассматривается.

5. Измерение преломляющих углов и углов отклонения призм

Для измерения и контроля углов призм применяют различные приборы: угловые металлические плитки, механические и оптические угломеры, гониометры, интерферометры и др. Эти приборы используют как в процессе изготовления призм, так и для окончательного контроля и обладают различной точностью. В оптических измерительных лабораториях, как правило, выполняют окончательный контроль или измерение углов призм на гониометрах, а для весьма точных измерений — на интерферометрах типа Тваймана—Грина. Последние используются главным образом для контроля отражающих и спектральных призм.

Каждую отражающую призму обозначают двумя буквами и числом. Первая буква указывает число отражающих граней, вторая — характер конструкции призмы. Число указывает угол отклонения осевого луча в градусах.

Призмы с одной отражающей гранью обозначают буквой А, с двумя — буквой Б, с тремя — буквой В, призмы с крышей соответственно — Ак, Бк, Вк. Характер конструкции призмы указывает вторая большая буква: Р — равнобедренная призма, П — пентапризма, У — полупентапризма, С — ромбическая призма, М — призма дальномерного типа, Т — призма Лемана. Условные обозначения проставляют на рабочих чертежах вместе с названием призмы, например, Призма Довэ АР—0°.

Отражательные призмы разветвляются в плоскопараллельную пластинку. Метод развертки заключается в последовательном построении зеркальных изображений призмы и отраженного луча через каждую отражающую грань призмы. На рис. 84 ABC — прямоугольная призма $AP = 90^\circ$, $BA'C$ — изображение призмы,

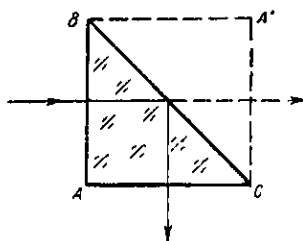


Рис. 84. Развертка прямоугольной призмы

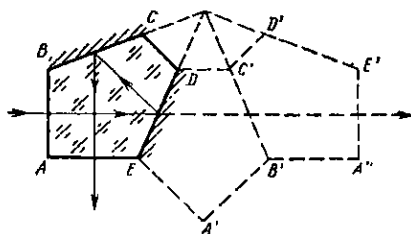


Рис. 85. Развертка пента-призмы

построенное отражающей гранью BC . Таким образом, с точки зрения геометрической оптики действие призмы ABC на падающий пучок лучей эквивалентно действию плоскопараллельной пластинки, образованной гранями AB и $A'C$. На рис. 85 представлена развертка пентапризмы $ABCDE$ (обозначение БП — 90°); действие этой призмы эквивалентно действию плоскопараллельной пластинки, образованной гранями AB и $E'A''$.

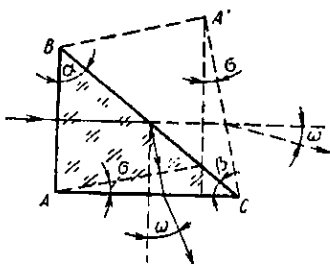


Рис. 86. Развертка прямоугольной призмы с ошибкой острых углов

При изготовлении призм углы между их гранями могут быть выдержаны с определенной точностью. Поэтому в общем случае развертка призмы, углы которой не соответствуют расчетным значениям, окажется эквивалентной некоторой фигуре, в которой первая и последние грани непараллельны и при продолжении их образуют малый угол при вершине клина. На рис. 86 призма ABC имеет прямой угол при вершине A , но $\alpha \neq \beta$. Предположим, что все три ребра призмы строго параллельны между собой и перпендикулярны плоскости рисунка. Тогда развертка $ABA'C$ такой призмы представляет собой клин, главное сечение которого расположено в плоскости рисунка, а угол при вершине клина $\sigma = \alpha - \beta$. Поэтому действие такой призмы в оптическом приборе эквивалентно действию клина с углом отклонения $\omega = (n - 1) \sigma$.

В общем случае при изготовлении призм возникает не только ошибка острых углов, но и непараллельность ребер призмы. Пусть на рис. 87 ребра призмы CC' , AA' , BB' пересекаются в некоторой

точке P , образуя пирамиду с основанием ABC . Пирамидальность призмы можно характеризовать углом ϵ между ребром прямого угла и гипотенузой грани. Призма, одновременно имеющая пирамидальность и клиновидность, вызванную ошибкой острых углов, приведет к пространственному отклонению луча. Развертку такой призмы можно представить в виде плоскопараллельной пластинки и двух клиньев, установленных перед входной и выходной гранями, причем ребра этих клиньев взаимно перпендикулярны. На практике допуски на пирамидальность и клиновидность обычно устанавливаются и контролируются отдельно, хотя действуют они всегда одновременно. Наиболее обоснованные допуски на пирамидальность и ошибки острых углов назначают с учетом их

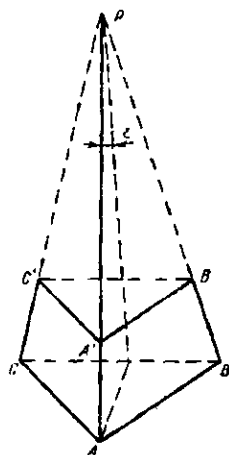


Рис. 87. Призма, обладающая пирамидальностью

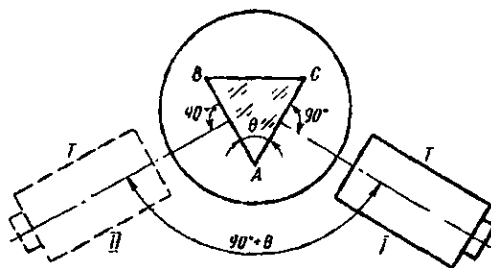


Рис. 88. Измерение геометрических углов призм на гониометре

суммарного действия. Поле допуска в этом случае имеет форму эллипса.

Преломляющие углы призм наиболее удобно измерять на гониометре, используя только автоколлимационную зрительную трубу. Схема измерения представлена на рис. 88. Ось зрительной трубы в положении I устанавливается перпендикулярно грани AC измеряемой призмы, и снимается первый отсчет, затем то же выполняется для грани AB . Очевидно, что разность двух отсчетов, соответствующая положениям I и II зрительной трубы T , равна $90^\circ + \theta$, где θ — измеряемый угол. Пользуясь этой схемой, можно измерить любой угол между двумя гранями призмы. Измерив таким образом каждый из углов призмы, полезно проверить результаты измерения путем их сложения. Сумма полученных углов должна быть равна номинальной в пределах точности прибора. При этом измерения заканчивают для той грани призмы, с которой они начинались.

Измерение и контроль углов отклонения призм можно выполнить с помощью коллиматора K и зрительной трубы T (рис. 89). Сущность этих измерений заключается в следующем. Призму

устанавливают на столике гониометра в таком положении, которое соответствует ее работе в приборе. При контроле призмы, номинальный угол отклонения которых равен 90° , необходимо в начале измерений совместить оси коллиматора и зрительной трубы. Затем на столике гониометра устанавливают призму таким образом, чтобы ее выходная грань была перпендикулярна оси зрительной трубы (проверка по автоколлимационному блику). После этого зрительную трубу совместно с призмой разворачивают до совмещения перекрестия зрительной трубы со щелью коллиматора. Для правильно изготовленной призмы угол поворота зри-

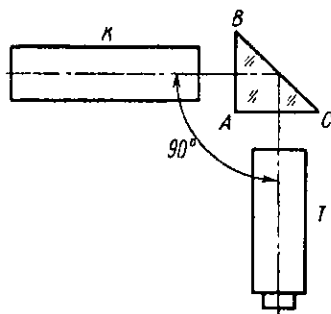


Рис. 89. Измерение угла отклонения прямоугольной призмы

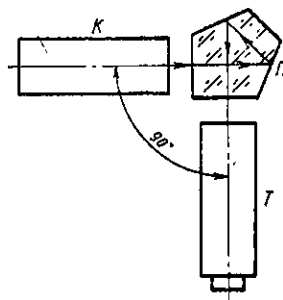


Рис. 90. Контроль пента-призмы по углу отклонения

тельной трубы равен углу отклонения призмы. Важно отметить, если призма имеет нечетное число отражающих граней, используемых в процессе измерений, то погрешности установки призмы влияют на результаты измерений. Если число таких граней четное, то угол отклонения призмы имеет постоянное значение и практически не зависит от погрешностей ее установки.

При контроле угла отклонения пента-призмы P с помощью коллиматора K и зрительной трубы T (рис. 90) не требуется точной установки выходной грани призмы перпендикулярно оси зрительной трубы, так как угол отклонения призмы равен удвоенному углу между отражающими гранями и не зависит от угла входа луча на призму.

Во многих случаях углы призмы можно проверить только с помощью автоколлимационной зрительной трубы, устанавливая ее ось перпендикулярно входной грани призмы. Тогда лучи, отраженные от выходной грани, образуют второе автоколлимационное изображение перекрестия, совпадающее с первым (образованным при отражении лучей от входной грани) только в том случае, если призма разворачивается в плоскопараллельную пластинку. В противном случае по измеренному расстоянию между автоколлимационными бликами можно определить клиновидность призмы. Например, для прямоугольной призмы, контроли-

руемой таким образом, погрешность острых углов определяют по формуле

$$\sigma = \frac{y}{2nf'},$$

где y — расстояние между автоколлимационными бликами;
 n — показатель преломления призмы;
 f' — фокусное расстояние объектива зрительной трубы.

Прямоугольные призмы с крышей (рис. 91) проходят дополнительную проверку на двоение изображения, которое возникает

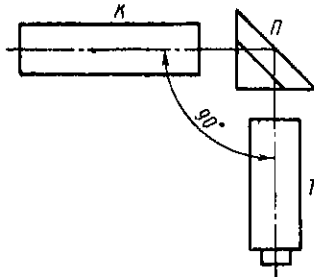


Рис. 91. Измерение угла отклонения и двоения крышеобразной призмы

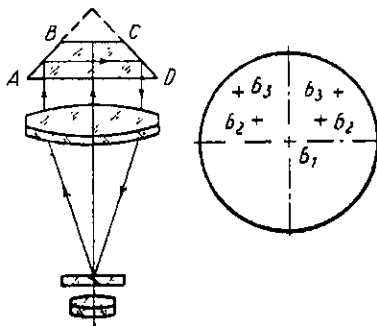


Рис. 92. Контроль пирамидальности прямоугольной призмы

из-за ошибок прямого угла крыши. Угол двоения ψ связан с ошибкой прямого угла γ зависимостью

$$\psi = 4\gamma n \cos i,$$

где n — показатель преломления;

i — угол наклона ребра крышки к падающему лучу.

Контроль пирамидальности прямоугольных призм, а также призм Довэ можно выполнить с помощью автоколлимационной зрительной трубы (рис. 92), установленной перпендикулярно гипотенузной грани AD . В общем случае в поле зрения наблюдаются пять бликов. Центральный блик B_1 возникает при отражении лучей от гипотенузной грани AD . Блики B_2 возникают от правого и левого пучков лучей, вошедших в призму, дважды отраженных от граней AB и CD и один раз от грани AD . Блики B_3 образованы при пятикратном отражении лучей.

Если призма не имеет пирамидальности, то все блики располагаются на одной прямой, причем угловые расстояния между бликами $B_2—B_2$ и $B_3—B_3$ соответственно равны $4\gamma n$ и $8\gamma n$. Если призма имеет пирамидальность ϵ , то угловая величина смещения линий $B_2—B_2$ и $B_3—B_3$ от блика B_1 соответственно равна $2\gamma n\epsilon$ и $4\gamma n\epsilon$.

Измерение углов на гониометре неизбежно сопровождается случайными ошибками: σ_n — совмещения (наведения) перекре-

ствия на его автоколлимационное изображение; $\sigma_{\text{л}}$ — совмещение штрихов лимба при отсчетах при σ_y — установки призмы на столике гониометра. Поэтому полную ошибку можно найти по формуле [2]

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{н}}^2 + \sigma_{\text{л}}^2 + \sigma_y^2}.$$

При измерениях на гониометре ГС-5 ошибка $\sigma_{\text{н}} = \sigma_{\text{л}} = \pm 0,5''$; $\sigma_y = \pm 1''$. Отсюда полная ошибка $\sigma = \pm 1,2''$.

6. Контроль качества просветления сферических и плоских поверхностей оптических деталей

1. Общие сведения о просветлении оптики

Основные потери света в оптических приборах обусловлены отражением света на границах раздела стекло — воздух (для воздуха показатель преломления $n_1 = 1$). Величину коэффициента отражения естественного неполяризованного света, падающего по нормали на поверхность диэлектрика (стекла), определяют по формуле Френеля

$$\rho = \frac{I_R}{I_E} = \left(\frac{n_{\text{ст}} - n_2}{n_{\text{ст}} + n_2} \right)^2, \quad (48)$$

где I_E , I_R — соответственно интенсивность падающего и отраженного света;

n_2 , $n_{\text{ст}}$ — показатели преломления первой и второй среды. Коэффициент отражения на границе воздух — стекло растет с увеличением показателя преломления стекла n и для стекол оптического каталога составляет от 4 до 8%.

В сложных оптических приборах потери на отражение достигают 80%, а количество вредного рассеянного света может возрасти до 10—15% и дать четкие побочные изображения.

Для уменьшения коэффициента отражения света, падающего на поверхность стекла, в оптической промышленности применяется способ обработки поверхности, называемый «просветлением оптики»; он заключается в нанесении на поверхность стекла тем или иным способом тонкой пленки инородного вещества, показатель преломления которого n_3 меньше показателя преломления самого стекла $n_{\text{ст}}$. Уменьшение количества отраженного света происходит в результате интерференции его в пленке. Просветление должно быть эффективным в достаточно широком диапазоне длин волн. Спектральные характеристики просветляющей пленки задаются в соответствии с условиями эксплуатации приборов. Теория явления, вызывающего уменьшение отраженного света от преломляющей поверхности стекла при нанесении тонких не-

поглощающих пленок, достаточно хорошо освещена в литературе [16, 77].

Для однослойной пленки значения коэффициента отражения достигают минимума при той длине волны падающего света, при которой оптическая толщина пленки удовлетворяет условию

$$l = (2m + 1) \frac{\lambda}{4},$$

где m — целое число.

Коэффициент отражения ρ тем меньше, чем точнее показатель преломления пленки соответствует условию

$$n_2 = \sqrt{n_{\text{ст}}}. \quad (49)$$

Коэффициент $\rho = 0$, когда условие (49) выполняется точно. Зависимость коэффициента отражения от длины волны λ проявляется тем значительнее, чем больше отличаются показатели преломления стекла и пленки и чем больше порядковое число m . Появление окраски, наблюдаемое при отражении белого света от просветленной поверхности, указывает на избирательность отражения, окраска может привести к изменению спектрального состава света, проходящего через просветленную систему, особенно при наличии большого числа поверхностей.

Аналитически спектральная зависимость коэффициента отражения просветляющей пленки от длины волны падающего света описывается выражением

$$\rho_\lambda = \frac{r_{k, k+1} + \rho_{k+1, m} \exp \left(\frac{-i \cdot 2\pi C_{k+1} n_{k+1} h_{k+1}}{\lambda} \right)}{1 + r_{k, k+1} \rho_{k+1, m} \exp \left(\frac{-i \cdot 2\pi C_{k+1} n_{k+1} h_{k+1}}{\lambda} \right)}, \quad (50)$$

где k, m — порядковый номер среды, $k < m$;

h_{k+1} — геометрическая толщина просветляющей пленки;

n_{k+1} — показатель преломления среды;

λ — текущая длина волны по спектру;

C_{k+1} — коэффициент, определяемый углом падения луча на границу раздела сред;

$r_{k, k+1}$ — модуль коэффициента отражения Френеля, определяемый по формуле

$$r_{k, k+1} = \frac{C_k n_k - C_{k+1} n_{k+1}}{C_k n_k + C_{k+1} n_{k+1}}.$$

Выражение (50) имеет рекурентный характер, сводя вычисление коэффициентов отражения для заданного числа слоев к вычислению коэффициентов отражения для меньшего числа слоев.

На рис. 93 представлены кривые спектральных коэффициентов отражения, вычисленные для оптических стекол марок ТФ10 и БК10, на которые нанесены однослойные просветляющие пленки

из раствора кремниевого эфира (однослойное химическое просветление). Оптические толщины пленок заданы равными $1/4\lambda$ (λ — длина волны участка видимого спектра). Величина коэффициента отражения в пределах видимого спектра составляет от 0,4 до 9% и зависит от показателя преломления стекла. Из приведенных графиков видно, что данное просветление более эффективно для деталей из стекла с показателем преломления 1,7 и более.

Остаточный коэффициент отражения просветленной поверхности ρ в минимуме отражения вычисляется по формуле

$$\rho = \left(\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_2^2 + n_3^2} \right)^2.$$

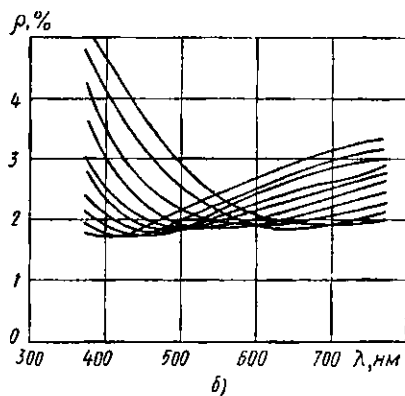
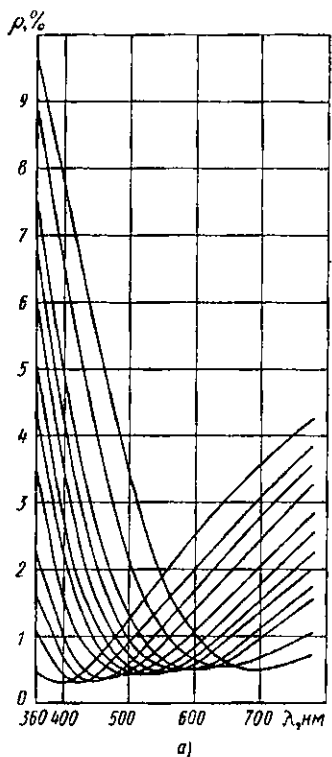


Рис. 93. Кривые спектрального отражения стекла, просветленного однослойным химическим способом:

а — марки ТФ-10, ($n_D = 1,806$); б — марки БК-10 ($n_D = 1,563$)

Для марок оптического стекла с показателем преломления, меньшим 1,7, более эффективным является физическое просветление путем испарения в вакууме MgF_2 . Остаточный коэффициент в минимуме отражения просветляющей пленки составляет при этом 0,9%.

Недостаточная эффективность однослойного просветления обусловила переход к просветлению с помощью многослойных пленок. Так, нанесение двухслойной просветляющей пленки обеспечивает почти полное уничтожение отраженного света определенной длины волны независимо от показателя преломления стекла (рис. 94),

однако при этом для других длин волн коэффициент отражения существенно отличен от нуля и может значительно превысить величину отражения от поверхности стекла без просветляющей пленки. Ширина спектрального интервала минимального отражения ($\rho < 1\%$) поверхности оптической детали, просветленной двухслойным способом, составляет примерно $0,25\lambda_{\min}$. Получение минимального отражения в заданном участке спектра обеспечивается подбором оптической толщины отдельных слоев пленки.

Вследствие избирательного снижения отражения света просветляющими пленками при двухслойном просветлении сложных приборов с большим числом оптических деталей наблюдается окраска поля зрения прибора, не влияющая на резкость изображения.

Государственным Оптическим институтом им. С. И. Вавилова разработано и внедрено в промышленность ахроматическое высокоэффективное трехслойное просветление из растворов титанового и кремневого эфиров. Трехслойное просветление дает возможность уменьшить интегральное отражение от оптической детали в видимой области спектра до 0,5—0,7%. Коэффициент отражения уменьшается достаточно равномерно в области спектра шириной 250—300 нм.

Выбор вида просветляющего покрытия деталей оптического прибора обусловлен следующими соображениями:

областью спектра, в которой должен работать прибор; величиной показателя преломления стекла просветляемых деталей; конструкцией прибора (числом отражающих поверхностей в нем, конструкцией деталей, наличием склеечных компонентов, толщиной края отдельных деталей); прозрачностью просветляющих пленок в требуемой для прибора области спектра и значениями их показателей преломления; требованиями, которые предъявляются к условиям эксплуатации прибора, а следовательно, и просветляющих пленок (устойчивость к перепадам температур и влажности, к воздействию химических реактивов, к механическим воздействиям); удобством и экономичностью технологического процесса в условиях данного завода; предполагаемым количественным выпуском данного изделия.

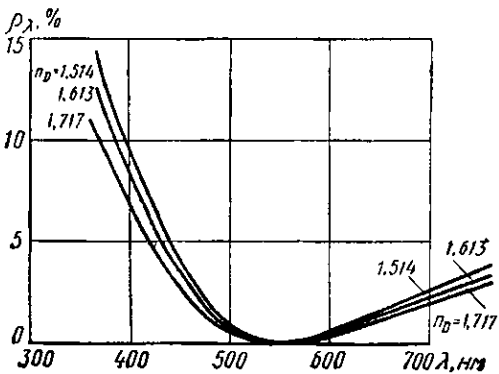


Рис. 94. Кривые спектрального отражения стекла, просветленного двухслойным химическим способом, марок К-14 ($n_D = 1,514$); ТК-14 ($n_D = 1,613$); ТФ-1 ($n_D = 1,717$)

Величина коэффициента отражения света — наиболее важная характеристика просветленной поверхности оптической детали. Отражение света от просветленной поверхности имеет, как отмечалось, избирательный характер, поэтому значение коэффициента отражения зависит от длины волны.

В связи с этим исчерпывающей характеристикой просветленной поверхности является спектральная кривая значений коэффициентов отражения. Однако получение такой зависимости не всегда осуществимо. Более доступным для измерений является коэффициент отражения просветленной поверхностью белого света или света иного сложного состава, обычно именуемый интегральным коэффициентом отражения $\rho_{\text{инт}}$ в отличие от коэффициента отражения ρ_λ для монохроматического света.

Величина $\rho_{\text{инт}}$ зависит не только от свойств просветленной поверхности, характеризующихся значениями ρ_λ по спектру, но и от спектральных характеристик применяемого источника света (дневной свет, лампа накаливания с заданной цветовой температурой и т. п.) и от свойств приемника радиации (глаз, фотозадачник, фотоматериал). Рассмотрим подробнее закономерности, связывающие эти величины.

Пусть на просветленную поверхность падает свет от источника с заданным распределением энергии по спектру $I_\lambda = f(\lambda)$. Отраженный свет воспринимается приемником радиации, спектральная чувствительность которого, как правило, избирательная, и характеризуется распределением $S_\lambda = f(\lambda)$. Связь между совокупностью значений монохроматического коэффициента отражения ρ_λ и интегральным коэффициентом отражения определяется выражением

$$\rho_{\text{инт}} = \frac{\int_0^\infty I_\lambda S_\lambda \rho_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty I_\lambda S_\lambda d\lambda}. \quad (51)$$

Интегрирование осуществляется в пределах, внутри которых подынтегральные функции отличны от нуля. Из приведенного выражения очевидна зависимость величины $\rho_{\text{инт}}$ от спектрального распределения значений I_λ , S_λ .

На рис. 95 представлены группы кривых, иллюстрирующих изменение $\rho_{\text{инт}}$ с изменением оптической толщины просветляющей пленки (положения по спектру $\lambda_{\text{мин}}$) для случая однослойного химического просветления ($n_2 = 1,45$) (рис. 95, а), однослойного физического просветления ($n_2 = 1,38$) (рис. 95, б) и двухслойного химического просветления (рис. 95, в) при работе

в качестве приемника излучения селенового фотоэлемента и при освещении лампой накаливания в режиме источника А. Аналогичные кривые приведены на рис. 96, но в качестве приемника использован фотоматериал типа изопанхром, а источника освещения — средний солнечный свет. Как видно из рисунка, значения длины волны $\lambda_{\min}$, соответствующей области наиболее эффективного

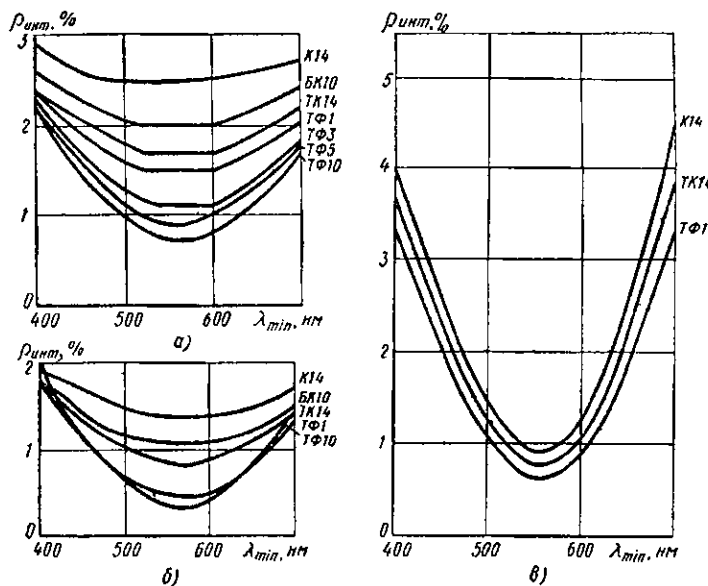


Рис. 95. Графики зависимости интегрального коэффициента отражения от толщины просветляющей пленки $\lambda_{\min}$:

а — однослойное химическое просветление ($n_s = 1,45$); б — однослойное физическое просветление ($n_s = 1,38$); в — двухслойное химическое просветление. Приемник-селеновый фотоэлемент, источник освещения — лампа накаливания

просветления, существенно изменяются в зависимости от условий освещения и спектральной чувствительности приемника радиации. Для лабораторного контроля наиболее эффективными являются просветляющие покрытия, выполненные в оптической толщине, соответствующей минимальному отражению в области 560—580 нм, однако для фотографических приборов, работающих с фотоматериалом типа изопанхром, в действительности оптимальным является просветление, выполненное для области 480—520 нм. При лабораторной проверке воспроизведение условий эксплуатации прибора бывает затруднительно. Так, воспроизведение условий дневного освещения при фотометрических измерениях всегда приводит к снижению светового потока в измерительном устройстве в 5—7 раз по сравнению с уровнем освещенности от лампы накаливания. Воспроизведение приемника радиации с характеристикой спектральной чувствительности, подобной фотомате-

риалу типа «Изопанхром», возможно путем применения избирательных поглотителей, приводящих относительное распределение чувствительности фотоприемника к фотоматериалу, что также неизбежно приведет к снижению общей чувствительности приемника. Зная расчетные значения интегральных коэффициентов отражения, вычисленные для эксплуатационных условий (см.

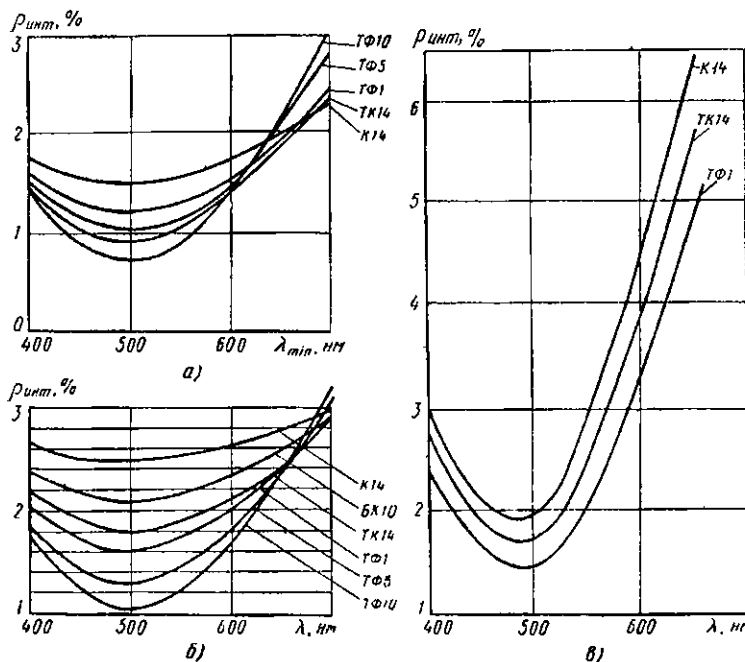


Рис. 96. Графики зависимости интегрального коэффициента отражения от толщины просветляющей пленки $\lambda_{\text{мин}}$:

а — однослойное химическое просветление ($n_s = 1,45$); б — однослойное физическое просветление ($n_s = 1,38$); в — двухслойное химическое просветление. Приемник — фотоматериал типа изопанхром, источник освещения — средний солнечный свет

рис. 96), можно правильно задать область просветления прибора и, выполняя лабораторный контроль качества нанесения просветляющего покрытия, оценить величину $\rho_{\text{инт}}$ для заданных конкретных условий.

Интегральный коэффициент отражения просветленной оптической детали можно определить двумя методами: путем измерения количества отраженного света от одной из поверхностей детали и путем измерения коэффициента пропускания просветленной оптической деталью.

Измерения света отраженного просветленной преломляющей поверхностью, позволяют определить качество просветления одной из поверхностей детали, однако при этом возникают трудности,

связанные с исключением отраженного света другой поверхностью, а также с обеспечением нормального падения света на контролируемую поверхность, что несколько искажает результаты. При малых углах падения (менее 20°) влияние угла падения незначительно и может быть учтено аналитически [16, 38].

При измерениях количества света, прошедшего через просветленную деталь, не удастся определить отражение от одной поверхности, особенно при выполнении просветляющего слоя на поверхностях с разной оптической толщиной; для исключения поглощения света в стекле измерения должны выполняться относительно непросветленной детали. При измерениях в проходящем свете требуется повышенная точность измеряющих устройств, так как потери света определяются как малая разность двух измеренных величин.

Как правило, для оценки качества просветления отдельных деталей способ измерения в проходящем свете не применяют или применяют лишь тогда, когда измерения отраженного света совершенно невыполнимы.

Для определения интегральных коэффициентов отражения широко применяется рефлексометр, в котором в качестве приемника радиации используется селеновый фотоэлемент и в качестве источника света — лампа накаливания. Достоинства селенового фотоэлемента как надежного приемника в фотометрических измерениях отмечались выше.

Схема рефлексометра представлена на рис. 97. Нить лампы накаливания 1 (размеры тела накала $1,5 \times 0,8$ мм) объективом 2 изображается с двукратным увеличением на диафрагму 3 таким образом, чтобы отверстие диафрагмы в 1 мм целиком заполнялось светом. Объектив 4 изображает отверстие диафрагмы 3 на поверхности испытываемой детали 5, которая установлена вплотную к посадочной плоскости конической диафрагмы 6. Свет, отраженный от контролируемой поверхности, собирается линзой 7 на светочувствительной поверхности селенового фотоэлемента 8, замкнутого на чувствительный гальванометр 9. Угол падения света на контролируемую поверхность равен 15° . Рефлексометр дает возможность измерять коэффициент отражения света от плоских и сферических поверхностей путем сравнения с непросветленным эталоном из химически устойчивого стекла (например К8), коэф-

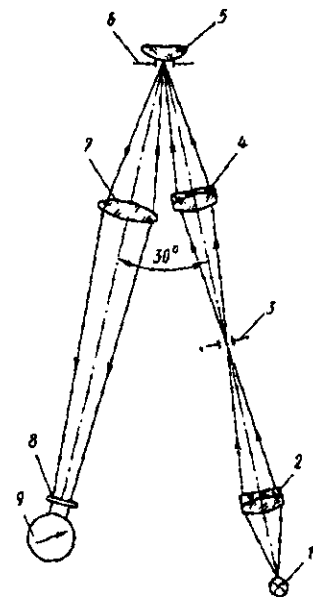


Рис. 97. Схема рефлексометра для контроля интегрального отражения просветленных оптических поверхностей

коэффициент отражения которого следует предварительно рассчитать по формуле (48).

Как было показано выше, измеренный коэффициент отражения является условным во всех случаях, когда область минимального отражения просветляющей пленки не совпадает с максимумом подынтегральной функции $I_\lambda S_\lambda$ [см. формулу (51)], так как в этих случаях измеренный коэффициент отражения представляет собой интегральный коэффициент отражения в области существования функции $I_\lambda S_\lambda$, а не в области минимального отражения просветляющего покрытия. Однако и в этих случаях интегральный коэффициент отражения, измеренный на рефлексомере, является надежным показателем качества просветления, так как пленкам с минимальным отражением в определенных областях спектра соответствуют значения коэффициента отражения света в видимой области спектра, что и обуславливает возможность лабораторного контроля на рефлексомере.

Контроль интегрального коэффициента отражения на рефлексомере в сочетании с обязательным визуальным контролем цвета просветляющей пленки в отраженном свете по сравнению с эталонным образцом позволяет в случае двухслойного просветления уверенно различать детали, выполненные с просветлением для длин волн, отличающихся на 10—15 нм в пределах видимого спектра. Для контроля оптических деталей, просветленных трехслойным покрытием, интегральный коэффициент отражения является характеристикой, однозначно определяющей качество просветления детали. При этом интегральный коэффициент отражения должен быть определен в области спектра, для которой просветлена деталь. Контроль однослойного просветления путем измерения интегрального коэффициента отражения можно производить только в том случае, если к оптической детали с однослойной просветляющей пленкой не предъявлены требования обеспечения минимального отражения в определенной области спектра. Это обусловлено тем, что изменения интегрального отражения поверхности оптического стекла просветленной однослойной пленкой невелики и порой соизмеримы с точностью измерений на рефлексомере. Так, расчетный коэффициент отражения поверхности оптического стекла марки ТК14 ($n_D = 1,613$), просветленного фтористым магнием с минимумом отражения для $\lambda_{\min} = 500$ нм, составляет $\rho_{\text{инт}} = 1,0\%$ и для такого же покрытия поверхности стекла той же марки, но имеющего минимальное отражение для $\lambda_{\min} = 580$ нм, составляет $\rho_{\text{инт}} = 0,8\%$. Точность измерений на рефлексомере составляет $\pm 0,1\%$. Таким образом, по интегральному коэффициенту отражения можно уверенно различить детали, выполненные с разницей в положении минимума отражения по спектру не менее 100 нм. Для марок оптического стекла с показателем преломления $n_D < 1,60$ практически невозможно различить по интегральному коэффициенту отраже-

ния детали, выполненные с отклонением в положении минимума отражения по спектру меньше 200 нм.

Контроль толщины однослойной просветляющей пленки путем визуального наблюдения ее цвета в отраженном свете также весьма затруднителен из-за слабой избирательности отражения по спектру (это относится к пленкам толщиной $1/4\lambda_{\min}$). Для определения положения минимума отражения однослойной просветляющей пленки можно рекомендовать метод измерения абсолютного отражения от просветленной поверхности для двух нанесенных по спектру длин волн [25].

Как следует из расчетных кривых, отражение однослойной просветляющей пленки от поверхности стекла ρ_c на синем (например, $\lambda = 400$ нм) и ρ_k на красном ($\lambda = 740$ нм) конце спектра неодинаково для пленок различной толщины. Зная расчетные значения коэффициентов отражения ρ_c и ρ_k для ряда марок оптического стекла, можно определить значение $\rho_c/\rho_k = f(\lambda_{\min})$ для данного вида однослойного просветления. Результаты проделанных расчетов удобно представить в виде номограмм. Принцип построения номограмм пояснен на рис. 98, где показаны графики изменения коэффициента отражения $\rho = f(\lambda)$ поверхности оптического стекла марки ТК14 ($n_D = 1,613$) с просветляющей однослойной пленкой MgF_2 , выполненной с оптической толщиной, обеспечивающей минимальное отражение для дискретных значений длин волн от 400 до 700 нм. По этим графикам вычислена и построена зависимость $\rho_c/\rho_k = f(\lambda_{\min})$ просветляющей пленки MgF_2 , нанесенной на стекло с показателем преломления $n_D = 1,613$ (рис. 99).

Аналогично можно выполнить построение графических зависимостей для марок стекла с другими показателями преломления с любым шагом Δn_D с просветляющей пленкой, нанесенной физическим способом (рис. 99, а), и просветляющей пленкой, нанесенной химическим способом (рис. 99, б). Дополнительные графики, позволяют построить промежуточные кривые, если показатель преломления детали не соответствует значениям, обозначенным на номограмме, а экстраполяция к ближайшей марке стекла нежелательна. Номограммы рассчитываются для каждого вида однослойного просветления. Определение коэффи-

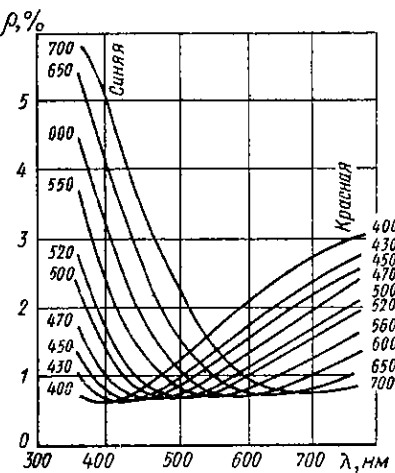


Рис. 98. Кривые спектрального отражения стекла марки ТК-14 ($n_D = 1,613$) с однослойным физическим просветлением

циентов отражения просветленной поверхности для двух длин волн выбранного спектрального интервала выполняется на рефлексомере, схема которого аналогична схеме, представленной на рис. 98. Отличие заключается в том, что вместо селенового фотоэлемента в приборе в качестве приемника применен фотоумножитель ФЭУ-27, снабженный турелью с интерференционными узкополосными светофильтрами, вырезающими красную и синюю (шириной 8—10 нм) области спектра.

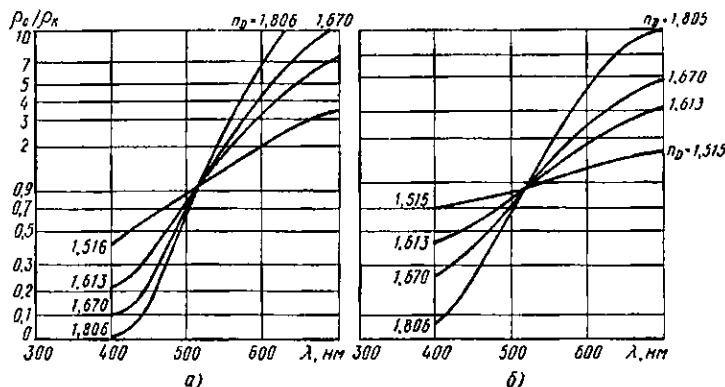


Рис. 99. Расчетная номограмма $r_s/r_k = f(\lambda_{\min})$ для поверхностей с просветлением:

а — однослойным физическим; б — однослойным химическим

Контроль оптической детали с однослойным просветлением на соответствие длины волны в минимуме отражения просветляющего покрытия требованиям чертежа осуществляется по методу сине-красного отношения путем последовательного измерения отражения от поверхности контролируемой детали для λ_c , например $\lambda_c = 400$ нм, и λ_k , например $\lambda_k = 740$ нм, относительно эталона из стекла К8, показатель преломления которого известен и абсолютное значение коэффициента отражения вычислено для λ_c и λ_k по формуле Френеля.

По измеренным значениям r_s и r_k следует найти r_s/r_k и, пользуясь номограммой, изображенной на рис. 99 и вычисленной для данного вида просветления, отложить на оси ординат полученное по результатам измерений значение r_s/r_k , далее по кривой, соответствующей показателю преломления контролируемой детали, найти по оси абсцисс значение длины волны в минимуме отражения просветляющего покрытия. Общий вид рефлексометра показан на рис. 100.

Конструкция и оптическая схема рефлексометра таковы, что позволяют измерять отражения от подавляющего большинства поверхностей оптических деталей. Исключение составляют двояковогнутые линзы и плоскопараллельные пластины с толщиной по

оси менее 2 мм: измерение их невозможно вследствие наложения отраженного блика от второй поверхности, а также вогнутые поверхности большой кривизны, близкие к полусфере: они не позволяют произвести измерения по краю светового диаметра детали.

Погрешность измерения на рефлексометре по методу синекрасного отношения определяется формулой полного дифференциала функции ρ_c/ρ_k :

$$\Delta \frac{\rho_c}{\rho_k} = \frac{\rho_{эт}}{\rho_k N_{эт}^2} [(\Delta N_{эт} N_k - \Delta N_k N_{эт}) \rho_c - (\Delta N_{эт} N_c - \Delta N_c N_{эт}) \rho_k], \quad (52)$$

где $\rho_{эт}$ — коэффициент отражения от эталона.

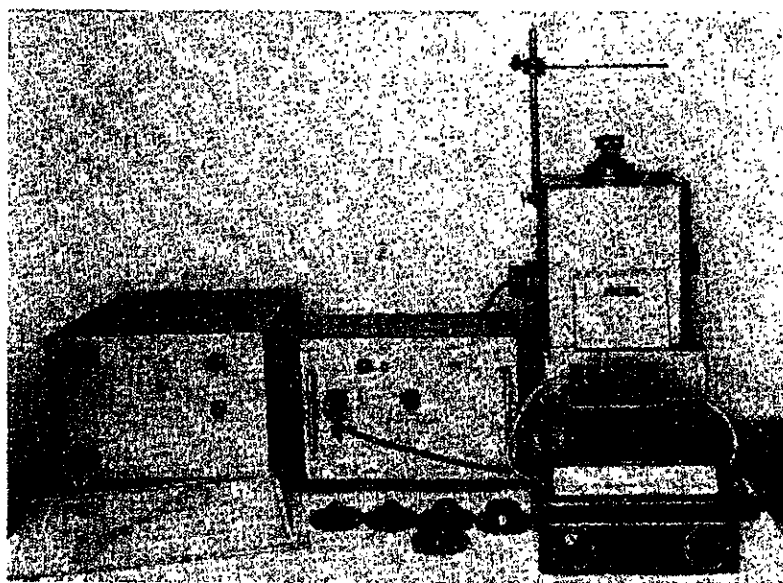


Рис. 100. Рефлексометр для контроля однослойных просветляющих покрытий

Погрешность в определении значения $\rho_{эт}$ пренебрежимо мала, так как показатель преломления эталона можно определить с точностью до $1 \cdot 10^{-6}$ и коэффициент отражения вычислен по формуле Френеля;

$N_{эт}$ — отсчет по шкале гальванометра при калибровке прибора по эталону;

ρ_k , ρ_c — коэффициенты отражения от просветленной поверхности, измерены для длин волн соответственно на красном и на синем конце диапазона спектра;

и N_c — отсчеты по шкале гальванометра при измерении соответственно ρ_k и ρ_c ;

ΔN_c , ΔN_k , $\Delta N_{ст}$ — ошибки при снятии отсчетов по шкале отсчетного устройства.

Если в качестве отсчетного устройства использовать зеркальный магнитоэлектрический гальванометр типа М-95 класса 1 со световым указателем отсчета, ошибка снятия отсчета по шкале не превысит 0,5 деления. Погрешность измерения функции ρ_c/ρ_k по формуле (52) составит примерно 3% измеренной величины. Однако существуют погрешности, не учитываемые формулой полного дифференциала, к ним относятся неравномерность чувствительности катода фотоумножителя, нестабилизированные (в пределах 1%) колебания источника питания и т. п. С учетом этих ошибок суммарная погрешность измерения функции ρ_c/ρ_k составит примерно 5%.

Точность определения значения длины волны в минимуме отражения по результатам измерений ρ_c/ρ_k зависит от показателя преломления стекла, на поверхность которого нанесено просветляющее покрытие. Как можно видеть из рис. 99, крутизна расчетных номограмм существенно различна, поэтому погрешность в определении функции ρ_c/ρ_k в 5% от измеренной величины приведет в определении λ_{min} просветляющего покрытия, нанесенного на поверхности оптического стекла с $n_D < 1,6$, к ошибке в 8—10 нм, а для покрытий, нанесенных на поверхности стекла с $n_D > 1,6$, к ошибке в 5—7 нм.

Угол падения светового пучка на испытываемую поверхность в рефлексометре составляет 15° с нормалью к поверхности. Это обстоятельство также является источником постоянной погрешности, величину которой следует учитывать. Известно [16, 77], что с увеличением угла между нормалью к поверхности и направлением светового пучка эффективная оптическая толщина просветляющего покрытия уменьшается пропорционально косинусу угла преломления света в просветляющей пленке и минимум отражения смещается в направлении коротковолновой области спектра. Аналитическое выражение, связывающее изменение эффективной оптической толщины просветляющего покрытия с углом между нормалью к поверхности и направлением падающего светового пучка, вытекает из закона преломления света на границе двух сред и имеет вид

$$l_i = l_{\perp} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i}{n_2^2}},$$

где l_i — эффективная оптическая толщина просветляющего покрытия при падении светового потока на просветленную поверхность под углом i к нормали;

$l_{\perp}$ — эффективная оптическая толщина просветляющего покрытия при падении светового потока по нормали к поверхности;

n_2 — показатель преломления просветляющей пленки;
 i — угол между нормалью к поверхности и направлением падающего светового потока.

На рис. 101 представлена зависимость $l_i/l_1 = f(i)$ для просветляющих покрытий с различными показателями преломления. Как видно из рис. 101, для углов падения от 0 до 40° изменения эффективной оптической толщины просветляющей пленки невелики и находятся в пределах технологических допусков, называемых на просветляющие покрытия. Так, для принятого в рефлексометре угла падения светового потока 15° поправочный коэффициент на эффективную оптическую толщину просветляющего покрытия с показателем преломления $n_2 = 1,38$ составит $l_i/l_1 = 0,982$. Для однослойного просветления, выполненного для первого порядка интерференции, эффективная оптическая толщина связана с длиной волны при минимальном отражении соотношением

$$l = \frac{\lambda_{\min}}{4}.$$

Таким образом, постоянная погрешность определения длины волны при минимальном отражении на рефлексометре составляет 7—10 нм и может быть учтена.

Способ контроля просветляющих однослойных покрытий методом сине-красного отношения пригоден для контроля качества просветления линз в условиях крупносерийного производства.

3. Измерение спектрального отражения просветленных оптических деталей

Как уже отмечалось, спектральная кривая отражения является исчерпывающей характеристикой просветляющего покрытия. Однако измерение спектрального отражения от просветленных деталей разнообразной конструкции в условиях массового производства практически невозможно. В практике оптико-механических заводов принят контроль цвета просветляющих покрытий в отраженном свете по сравнению с эталоном. Для контроля правильности нанесения двухслойных просветляющих покрытий сравнение цвета пленки с эталонным образцом в сочетании с измерением интегрального коэффициента отражения обеспечивает уверенную разбраковку деталей, отличающихся длиной волны

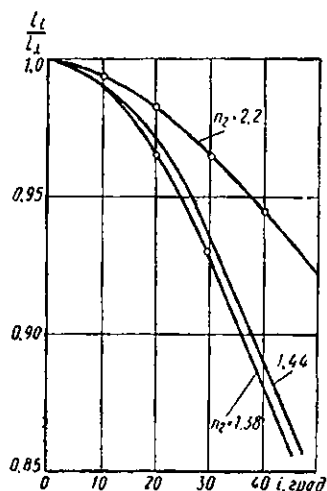


Рис. 101. Кривые изменения эффективной толщины просветляющей пленки в зависимости от угла падения на нее светового потока

в минимуме отражения на $\pm (10 \div 15)$ нм (в пределах видимого спектра). В подавляющем большинстве случаев эталоны изготавливают в форме оптического клина с углом $10\text{--}15^\circ$ и диаметром $30\text{--}50$ мм из стекла марки К8.

Существуют универсальные эталоны [21], выполненные в форме прямоугольной пластины, на поверхность которой нанесена клиновидная пленка просветляющего покрытия. Вершина клина параллельна малой стороне пластины. Толщину слоев клина и диапазон толщин выбирают из условия заданного для контроля диапазона просветления: эталоны имеют всю гамму цветовых оттенков, соответствующих заданному спектральному интервалу. Оттенки цвета на поверхности эталонной пластины градуированы в коэффициентах отражения и длинах волн в минимуме отражения.

Универсальные эталоны применяют в основном для контроля просветления деталей с однослойной пленкой, нанесенной вакуумным способом. Применение эталонов цвета не исключает необходимости спектральных измерений коэффициентов отражения. Паспортизация эталонов невозможна без таких измерений.

Простейший способ измерения спектрального отражения осуществляется с помощью монохроматоров. На рис. 102 изображена схема измерения спектрального отражения от эталонов просветления на монохроматоре УМ-2. Клиновидный образец 2 устанавливают за выходной щелью монохроматора 1 так, чтобы угол падения светового пучка на поверхность образца не превышал 15° с нормалью к поверхности. Измерения выполняют относительно непросветленного эталона 3, изготовленного из стекла с известным показателем преломления. Регистрация отраженного образца (или эталоном) светового потока выполняется фотоэлементом 4, подключенным к магнитоэлектрическому гальванометру 5. Способ трудоемок и малопроизводителен. Спектральный диапазон измерения ограничен областью $0,4\text{--}1,0$ мкм.

Для измерения спектральных коэффициентов отражения различных покрытий, в том числе и просветляющих, в области спектра $0,25\text{--}1,10$ мкм широко применяется зеркальная насадка в спектрофотометре СФ-4 [68]. Оптическая схема насадки представлена на рис. 103. На пути монохроматического пучка лучей, выходящих из выходной щели 1 монохроматора, расположено отражающее зеркало 4, направляющее пучок света попеременно на эталон 2 и испытуемый образец 3. Поток излучения, отраженный от поверхности эталона или испытуемого образца, регистрируется приемником 5. Сферическое зеркало 4 частично собирает расходящийся пучок лучей, выходящих из монохроматора так, что световое пятно полностью попадает в центр светочувствительного слоя фотоприемника. В качестве эталона для измерения малых значений коэффициента отражения используют клиновидные пластины из стекла марки К8 или плавленого кварца при измерении высоких отражений — алюминиевое зеркало. Насадка позволяет измерять коэффициенты отражения от плоских отражающих поверх-

ностей образцов диаметром 25—90 мм, она применяется в основном для отбора и паспортизации эталонов просветления.

Вариантом насадки ФМ-40 является схема, представленная на рис. 104.

Призма 2, имеющая угол при вершине 100° и алюминированные грани, отклоняет пучок лучей, выходящих из щели монохроматора на поверхность образца 4. Свет, отраженный образцом и гранью призмы, регистрируется приемником 3 спектрофотометра СФ-4.

Измерения выполняются относительно светового потока,

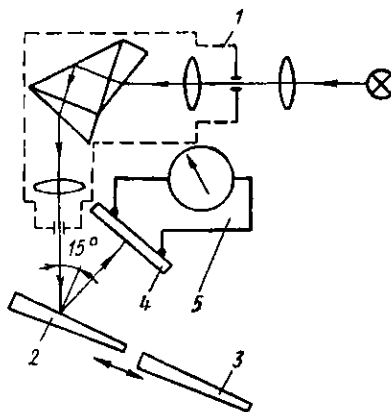


Рис. 102. Схема установки для измерения спектрального отражения на монохроматоре УМ-2

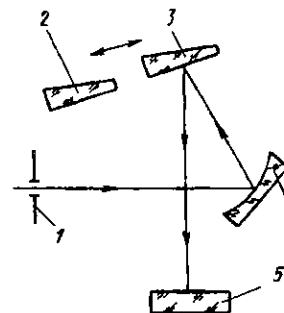


Рис. 103. Схема насадки ФМ-40 к спектрофотометру СФ-4

свободно прошедшего на приемник. Потери на отражение от граней призмы компенсируются ослабителем 5, вводимым в световой поток при выведенной призме, линза 1 частично собирает расходящийся пучок лучей, компенсируя расходимость, вносимую различием в длине пути света, при измерении отражения от образца 4 и регистрации полного светового потока, падающего из монохроматора. Способ оказывается более универсальным по сравнению со способом, использующим насадку ФМ-40, так как можно испытывать образцы практически любых размеров. Однако этот способ имеет источники дополнительных погрешностей, вызванных необходимостью применения компенсатора потерь на отражение на гранях призмы и поглощение в линзе 1.

Контроль спектрального отражения сферических просветленных поверхностей осуществляется на монохроматоре, снабженном насадкой, схема которой показана на рис. 105. Изображение выходной щели 1 монохроматора (можно использовать монохроматор от спектрофотометра СФ-4 или монохроматор ЗМР-3) создается на поверхности испытуемой детали 4 с помощью двух скрещенных цилиндрических линз 2 и 3 и отражающей грани призмы 7. Угол падения крайних лучей светового пучка на поверхность контролируемой детали не должен превышать 15° с нормалью к поверх-

ности. Проекционный объектив 5 проектирует изображение выходной щели монохроматора на поверхности детали в плоскость матового экрана 6 с увеличением 3—4×. По матовому экрану осуществляется визуальный контроль размещения детали относи-

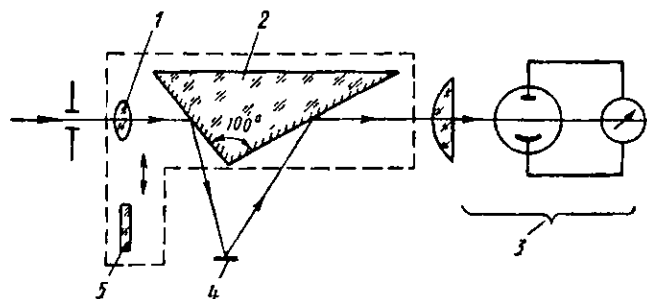


Рис. 104. Схема варианта насадки к спектрофотометру СФ-4

тельно прибора, затем экран заменяется приемником и регистрируется световой сигнал. Измерения выполняются относительно эталона с известным коэффициентом отражения.

Контроль качества просветления многих оптических деталей целесообразно выполнять путем измерения остаточного отраже-

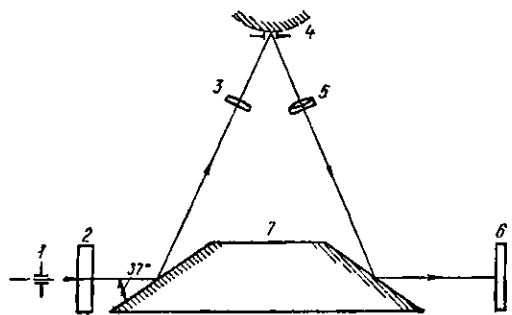


Рис. 105. Схема насадки к спектрофотометру СФ-4 для контроля отражения от сферических поверхностей

ния от поверхности контролируемой детали монохроматического светового потока заданной длины волны. В этом случае особенно рационально применение вышеописанной насадки.

Для измерения коэффициентов зеркального отражения в инфракрасной области спектра созданы насадки к однолучевым и двухлучевым инфракрасным спектрометрам. Во всех схемах насадок измерение коэффициента отражения основано на сравнении с отражением от эталонных образцов. Наиболее легкоосуществимой, не требующей дополнительной юстировки спектрометра и перестановки источника света, является схема, представленная

на рис. 106 [39]. Схема размещается в кюветном отделении однолучевого прибора, предназначенного для измерения светопропусканий, между осветителем и входной щелью монохроматора. Свет из выходного окна осветителя зеркалом 1 отражается на поверхность образца 2 и падает под углом $\sim 10^\circ$ к нормали к поверхности, далее отражается на сферическое зеркало 3 и в виде сходящегося пучка лучей направляется зеркалом 4 на входную щель монохроматора. В качестве эталона используются алюминированные зеркала, клиновидные пластинки германия, кремния

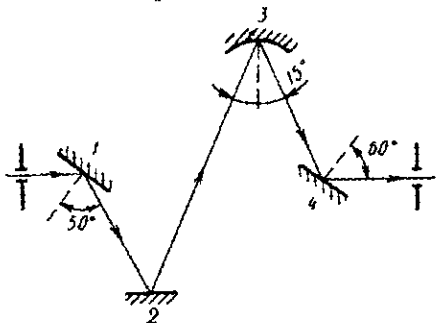


Рис. 106. Схема насадки к однолучевому спектрометру

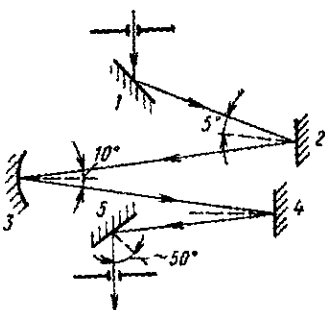


Рис. 107. Схема насадки к двухлучевому спектрометру

кварца, флюорита и другие материалы, коэффициенты отражения которых предварительно рассчитываются по формуле Френеля.

Несколько усложненный вариант этой схемы можно применить для измерения коэффициентов зеркального отражения на двухлучевом инфракрасном спектрометре. Схема приставки изображена на рис. 107. Световой пучок от источника света с помощью зеркала 1 направляется на образец 2 под углом $\sim 5^\circ$ к нормали отражающей поверхности. Сферическое зеркало 3 и система плоских зеркал 4 и 5 собирают свет, отраженный образцом, на входной щели монохроматора. Измерения основаны на сравнении с эталоном (последовательно записывают спектральное отражение образца и эталона) и на измерении абсолютного коэффициента отражения, внося в канал сравнения ослабитель, компенсирующий потери света за счет отражения на зеркалах 1—5. Коэффициент светопропускания ослабителя следует подобрать экспериментально путем измерения образцов с известными значениями коэффициентов отражения.

7. Контроль светоделительных и отражающих покрытий

Оптические детали с нанесенными светоделительными или отражающими покрытиями выполняются в разнообразных конструктивных решениях. Это — призмы с произвольными углами

отклонения, частично и полностью отражающие зеркала, плоскопараллельные пластины-поглотители, оттенители, отражатели, форма поверхности которых описывается уравнениями кривых второго порядка, и пр. В силу этого разнообразия создание универсальной аппаратуры для измерения коэффициентов отражения и пропускания крайне затруднительно. Существует несколько моделей специализированных фотометров, рассчитанных на ограниченные области применения. Наиболее универсальным прибором, явившимся образцом для целой серии конструкций, является фотоэлектрический фотометр типа ИФТ-15, разработанный еще в 1942 г. С. И. Фрейвертом. Прибор предназначен для изме-

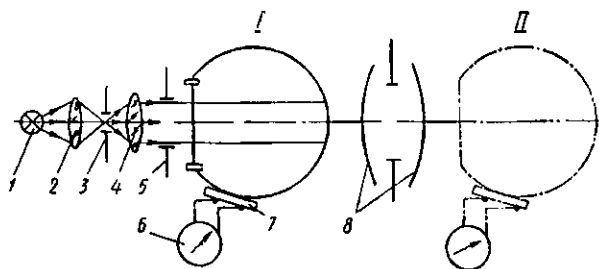


Рис. 108. Схема фотометра ИФТ-15

рения направленного светопропускания оптических приборов, деталей и отдельных узлов.

Принципиальная схема прибора представлена на рис. 108. Нить электрической лампы 1 конденсором 2 проектируется в плоскость отверстия диафрагмы 3 диаметром 2 мм, находящейся в фокальной плоскости коллиматорного объектива 4. Параллельный пучок лучей, ширина которого регулируется ирисовой диафрагмой 5, направляется на контролируемую деталь. Если контролируемая оптическая деталь 8 не обладает фокусностью, то отраженный (или прошедший) пучок лучей остается параллельным и воспринимается фотоэлектрическим приемником 7. Приемник замкнут на магнитоэлектрический гальванометр 6, снабженный, как правило, световым указателем отсчета. Фотоприемник оформлен в виде шара, что позволяет исключить погрешности измерений, обусловленные неравномерностью чувствительности светочувствительной площади фотоэлемента. При измерениях коэффициента пропускания фотоприемник располагается последовательно в двух положениях (I и II). При этом регистрируются показания отсчетного устройства N_I и N_{II} , пропорциональные световым потокам: Φ_I , вышедшему из коллиматора, и Φ_{II} , прошедшему через оптическую систему. Коэффициенты пропорциональности K_I и K_{II} определяются при проверке люкс-амперной характеристики измерительной пары фотоприемник — отсчетное устройство.

Коэффициент светопропускания вычисляют по формуле

$$\tau = \frac{\Phi_I}{\Phi_{II}} = \frac{K_{II}I_I}{K_{II}I_{II}}.$$

Для измерения коэффициентов отражения зеркал, контроля светоделительных покрытий, нанесенных на пластинках и приз-

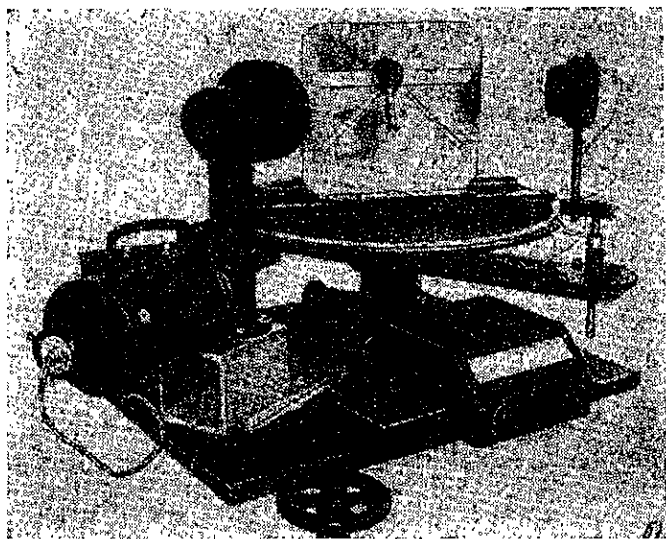
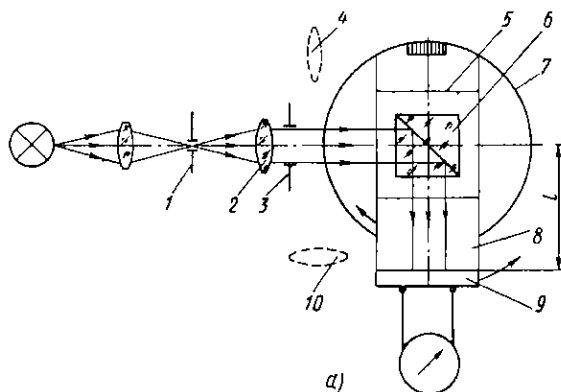


Рис. 109. Фотометр ИФТ-15 с гониофотометрической приставкой:
а — схема; б — общий вид

мах, применяется фотометр ИФТ-15, снабженный гониофотометрической приставкой.

Схема прибора представлена на рис. 109. Держатель детали выполнен в виде лимба 7, на оси которого укреплены поворотный

рычаг 8 с посадочным гнездом для крепления фотоприемника 9 и предметный столик 5 для крепления испытуемых деталей 6. Столик и рычаг могут поворачиваться в пределах 360° вокруг вертикальной оси отсчетного лимба 7, расположенной перпендикулярно оптической оси коллиматора фотометра. Оцифровка лимба выполнена через 1° . Гониофотометрическая приставка позволяет измерять зеркальный коэффициент отражения покрытий в пределах углов падения от $\pm 15^\circ$ до $\pm 85^\circ$; угловые пределы измерений ограничены конструктивными размерами коллиматора фотометра и приемного устройства. Общий вид прибора показан на рис. 109, б.

Для измерения индикатрисс рассеяния света отражающими поверхностями в комплекте прибора предусмотрены съемные дополнительные коллиматорные объективы 4 и 10 с апертурой 0,1. Изображение диафрагмы 1 коллиматора 2 фотометра с помощью дополнительного коллиматорного объектива 4, устанавливаемого за ирисовой диафрагмой 3, проектируется на отражающую поверхность контролируемой детали 6, расположенной на оси вращения. Второй дополнительный объектив 10 устанавливают на фотоприемник, он собирает световой поток, отраженный поверхностью контролируемой детали, в телесном угле

$$d\omega = \frac{dS \cos \theta}{l^2},$$

где dS — площадь фотоприемника, освещаемая рассеивающей поверхностью;

l — расстояние от фотоприемника до рассеивающей поверхности;

θ — угол между нормалью к поверхности фотоприемника и направлением на испытуемую рассеивающую поверхность.

В гониофотометрической приставке рассеивающая поверхность расположена в центре круга, по дуге которого вращается приемник рассеянной энергии, поэтому $\theta = 0^\circ$ и $\cos \theta = 1$.

Гониофотометрическая приставка позволяет контролировать отражения и пропускания призм со светоделительными покрытиями и призм полного внутреннего отражения. Установку призм на столике приставки контролируют по автоколлимации от входной грани призмы. Юстировкой столика в горизонтальной плоскости добиваются расположения автоколлимационного блика на ограничительной диафрагме 3 вблизи светового отверстия коллиматора. Перпендикулярность входной грани призмы световому пучку при расстоянии ограничительной диафрагмы до входной грани призмы ~ 300 мм и световом отверстии коллиматора диаметром 5 мм проверяют по автоколлимации с точностью $\sim 1^\circ$, что необходимо для исключения погрешности измерений, возникающей за счет потерь на отражающих гранях при углах падения, меньших угла полного внутреннего отражения.

Для измерения отражения вогнутых отражателей, профиль поверхности которых описывается уравнениями кривых второго порядка, используется ранее описанный фотометр ИФТ-15, снабженный насадкой и посадочными местами для отражателя и фотоприемника. Схема прибора представлена на рис. 110. Насадка 3 к коллиматору 2 представляет собой съемный коллиматорный объектив, он проектирует изображение диафрагмы 1 коллиматора в точку А вблизи поверхности измеряемого отражателя 4. Отра-

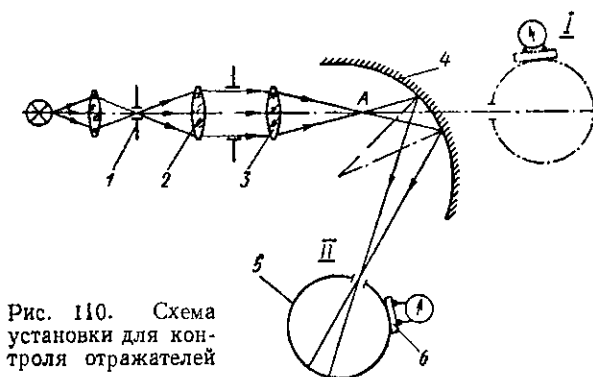


Рис. 110. Схема установки для контроля отражателей

жатель укреплен с помощью гайки на кронштейне так, что его ось находится в одной горизонтальной плоскости с осью коллиматора и расположена по отношению к ней под углом 15—17°. Фотоприемник 6, заделанный в шар 5, укреплен на кронштейне, взаимозаменяемом по посадочным местам с кронштейном, на котором крепится контролируемый отражатель. При измерении фотоприемник располагают последовательно в двух положениях: в положении I для измерения полного светового потока, падающего на отражатель, и в положении II для измерения светового потока, отраженного поверхностью отражателя. Коэффициент отражения вычисляют по формуле

$$\rho = \frac{\Phi_I}{\Phi_{II}}.$$

Измерение коэффициента пропускания частично поглощающих светодеталей, нанесенных на поверхности плоских оптических деталей, а также аттестацию всевозможных оттенителей, представляющих собой светофильтры переменной плотности, закон изменения которой задается, как правило, аналитически, можно выполнять на универсальных микрофотометрах типа МФ-2, МФ-4, ИФО-451. Измерение коэффициента пропускания светофильтров

переменной плотности осуществляются по зонам, оно основано на сравнении световых потоков, прошедших через измеряемую зону, с потоком, прошедшим через зону светофильтра, свободную от слоя поглотителя, или зону, заданную как начальную. Оптические детали, закон изменения оптической плотности которых аналитически выражен как функция от угла поворота (круговые оптические клинья), контролируются в специальных технологических оправках, снабженных гравированной градусной шкалой. Нулевой отсчет шкалы оправы совмещают с отсчетной риской на предметном столике микрофотометра. Начальную зону светофильтра устанавливают вращением оптической детали в оправе, и ее положение относительно измерительной щели контролируют визуально на наблюдательном экране микрофотометра. Далее деталь в оправе поворачивают на столике микрофотометра и значения коэффициента пропускания фиксируют по шкале микрофотометра для любых значений углов поворота α° .

Результаты измерений следует представить графически как $\tau = f(\alpha^\circ)$ или $D = f(\alpha^\circ)$, где τ и D — коэффициент пропускания и плотность светофильтра (оттенителя) в зоне, соответствующей углу поворота α° от заданной начальной зоны. При обработке результатов измерений оттенков и светофильтров переменной плотности удобны накладные номограммы, выполненные на пергаменте или листовом органическом стекле толщиной не более 1—1,2 мм, представляющие собой расчетное поле допуска заданного оттенителя или светофильтра, изображенное как совокупность кривых $\tau_{\min} = f(\alpha^\circ)$ и $\tau_{\max} = f(\alpha^\circ)$ в определенном масштабе. Наложение такой номограммы на полученную в результате измерений кривую функциональной зависимости $\tau_{\text{дет}} = f(\alpha^\circ)$, построенную в масштабе номограммы, позволяет оперативно судить о соответствии деталей требованиям чертежа, а также в случае необходимости получить данные для корректировки коэффициента пропускания детали в отдельных зонах. Последнюю операцию выполняют весьма часто для оттенков и светофильтров, получаемых путем испарения металлов в вакууме.

Необходимость приблизить лабораторные методы испытаний к условиям эксплуатации деталей и узлов оптических приборов требует проведения измерений коэффициента пропускания и отражения для определенных диапазонов длин волн, при этом, как правило, задается относительное распределение энергии в спектре излучения реального источника, с которым работает оптический прибор, и относительное распределение спектральной чувствительности приемника излучения. Воспроизведение заданных источников излучения и приемника энергии в лабораторной практике не всегда возможно. Например, оптические детали, предназначенные к эксплуатации в телевизионном канале, нельзя контролировать реальной приемной телевизионной трубкой по коэффициенту пропускания и отражения. В таких случаях прибегают

к методу спектральной коррекции универсальных лабораторных приемников энергии (фотоэлементов с запорным слоем, фотоумножителей и т. п.), к заданным спектральным приемникам энергии с помощью специально рассчитываемых корректирующих светофильтров. Корректирующие светофильтры рассчитывают так, чтобы в заданном диапазоне спектра выполнялось соотношение

$$(S_{\lambda i_{\text{пр}}} E_{\lambda i_{\text{ист}}}) \tau_{\lambda i_{\text{кор}}} = S_{\lambda i} E_{\lambda i},$$

где $S_{\lambda i_{\text{пр}}}$, $E_{\lambda i_{\text{ист}}}$ — соответственно значения относительной спектральной чувствительности лабораторного приемника и относительной излучательной способности лабораторного источника света; $S_{\lambda i}$, $E_{\lambda i}$ — значения относительной спектральной чувствительности приемника излучения и относительной излучательной способности источника излучения, для эксплуатации с которыми предназначен оптический прибор.

Значения $S_{\lambda_{\text{пр}}}$, $E_{\lambda_{\text{ист}}}$, S_{λ} , E_{λ} должны быть выражены в едином масштабе и отнесены к значениям, соответствующим длине волны, при которой функция $S_{\lambda} E_{\lambda}$ максимальна.

Как правило, корректирующие светофильтры изготавливают в виде сочетания расположенных друг за другом нескольких цветных стекол, оптимальные толщины которых определяют расчетным путем.

Расчет оптимальных толщин l_i светофильтров выполняют на основании системы уравнений, связывающих оптические плотности d_i отдельных светофильтров и требуемые плотности D_i корректирующего светофильтра для выбранных длин волн, для которых обеспечивается точное совпадение полученной и заданной кривых. Так как достаточно получить совпадение лишь относительных кривых пропускания, то в расчетные уравнения можно внести разности плотностей для данной длины волны λ_k и для длины волны, соответствующей максимальному значению функции λ_0 :

$$D_{\lambda_k} - D_{\lambda_0} = \sum_{i=1}^{i=n} l_i [d_i(\lambda_k) - d_i(\lambda_0)].$$

Пусть имеем n светофильтров, входящих в данную комбинацию, тогда можно написать систему уравнений для n длин волн, решение системы позволит определить оптимальные толщины отдельных светофильтров. Расчетные длины волн выбирают таким образом, чтобы наиболее точное совпадение полученной и заданной кривых было в тех участках, в которых отклонение от заданной кривой дает максимальные ошибки в измерениях.

Достигнутую степень коррекции лабораторного приемника к заданному оценивают по формуле

$$\Delta = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{\lambda} E_{\lambda} d\lambda - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{\lambda_{\text{пр}}} E_{\lambda_{\text{ист}}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{\lambda} E_{\lambda} d\lambda}.$$

Для контроля спектральных коэффициентов отражения покрытий, нанесенных на плоских образцах, пригодны схемы и устройства, описанные в п. 6 данной главы. При этом в качестве эталонов отражения следует выбирать материалы, отражение которых достаточно стабильно во времени и абсолютная величина которых близка к измеряемым величинам отражений. Такими являются кристаллы кремния, германия, поверхности образцов бескислородных стекол марок ИКС25, ИКС28, ИКС29.

Контроль оптических характеристик приборов

1. Измерение фокусных, вершинных фокусных и рабочих расстояний оптических систем

В процессе изготовления оптико-механических приборов осуществляется контроль их оптических характеристик. Остановимся на некоторых из них, в частности, на определении фокусных расстояний f' , вершинных фокусных расстояний S'_F и рабочих расстояний A , т. е. расстояний от опорного торца оправы системы до фокальной плоскости.

Вершинные фокусные расстояния обычно контролируют при изготовлении отдельных и склеенных линз.

Фокусные расстояния проверяют в более сложных оптических системах, например, в объективах.

Рабочие расстояния измеряют в тех случаях, когда нужно знать расположение фокуса объектива относительно его опорного торца для последующего соединения испытуемой системы с какой-либо другой оптической или механической системой (рис. 111).

В отличие от вершинных фокусных расстояний рабочее расстояние объектива можно изменять подрезкой опорного торца оправы или какого-либо промежуточного торца. Методику измерения указанных параметров выбирают в зависимости от поставленной в каждом конкретном случае задачи.

При контроле изготовления некоторых оптических деталей необходимо сравнивать измеренные и расчетные вершинные фокусные расстояния.

В чертежах на оптические детали обычно приводятся величины фокусных расстояний и вершинных фокусных расстояний для параксиальных лучей, т. е. лучей, достаточно близких к оптической оси, для монохроматического света для линии натрия D ($\lambda = 589,3$ нм). Поэтому при измерении целесообразно диафрагмировать контролируемые детали, пропуская сквозь них

узкие центральные пучки монохроматического света, создаваемого например, с помощью интерференционного фильтра. Это особенно существенно при измерении несклеечных деталей, у которых сферическая и хроматическая аберрации весьма велики.

При определении фокусного расстояния и рабочего расстояния оптических систем целесообразно за положение фокальной плоскости принимать плоскость, в которой получается наилучшее изображение, соответствующее наилучшему распределению энергии в изображении точки.

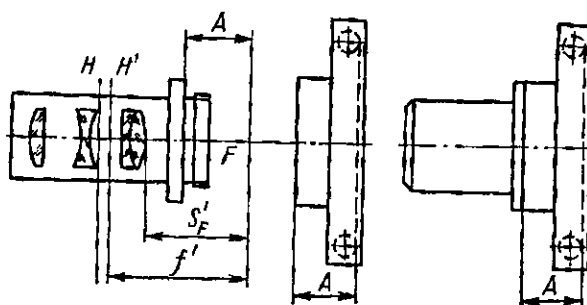


Рис. 111. Соединение объектива с фотокамерой

Местоположение этой плоскости зависит от остаточных аберраций системы и от применяемых при измерениях источников света и приемников излучений.

Поэтому при подобных измерениях, если это не обусловлено специальными требованиями, желательно контролируемую систему не диафрагмировать, а источник света и приемник излучений подбирать так, чтобы их спектральные характеристики были близки к тем, которые имеют место в реальных условиях эксплуатации, в противном случае необходимо учитывать соответствующую разницу в положениях фокальной плоскости.

Например, при переходе от рабочего расстояния объектива, измеренного визуальным или фотоэлектрическим методом, к фотографическому рабочему расстоянию всегда учитывается величина смещения фокальной плоскости объектива.

1. Измерение вершинных фокусных расстояний

Измерение на оптической скамье. Вершинные фокусные расстояния положительных оптических деталей и систем измеряют на оптических скамьях типа ОСК-2, ОСК-3, а также на скамьях иностранных фирм.

Принципиальная схема установки представлена на рис. 112.

При измерении вершинного фокусного расстояния микроскоп сначала фокусируют на заднюю поверхность контролируемой детали, а затем на изображение сетки, расположенной в фокаль-

ной плоскости объектива коллиматора. В обоих положениях микроскопа снимают отсчеты по шкале с помощью нониуса. Разность отсчетов определяет вершинное фокусное расстояние.

В качестве сетки применяют миру или перекрестие, удобно также использовать сетку, представленную на рис. 113.

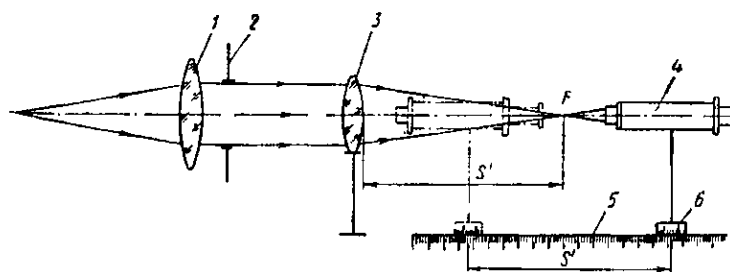


Рис. 112. Схема измерений вершинных фокусных расстояний:

1 — объектив коллиматора; 2 — ирисовая диафрагма для ограничения пучка лучей коллиматора; 3 — испытуемая система в держателе; 4 — микроскоп; 5 — отсчетная шкала микроскопа; 6 — нониус, связанный с держателем микроскопа

Сетку коллиматора освещают электрической лампой через молочное или матовое стекло и светофильтр.

Фокусировку на поверхность линзы осуществляют по имеющимся на ней мельчайшим царапинам. Поверхность линзы освещают источником света, расположенным сбоку. Если царапины видны плохо, то на поверхность наносят несколько пылинок ликопидия, мела или пудры; иногда на поверхность достаточно подышать и затем фокусировать по пузырькам воды.

В большинстве случаев достаточно применять увеличение микроскопа порядка 20—30×. При измерении отрицательных систем либо объектив микроскопа заменяют длиннофокусной положительной линзой, либо весь микроскоп заменяют зрительной трубой с положительной насадкой. В этом случае наблюдательный прибор после наведения на поверхность следует перемещать в сторону коллиматора, а не в противоположную сторону, как это имеет место при измерении положительных систем. Погрешность определения положительных вершинных фокусных расстояний не превышает 1%, что вполне достаточно для сравнения полученных результатов с расчетными данными. Точность определения отрицательных вершинных фокусных расстояний вообще меньше точ-

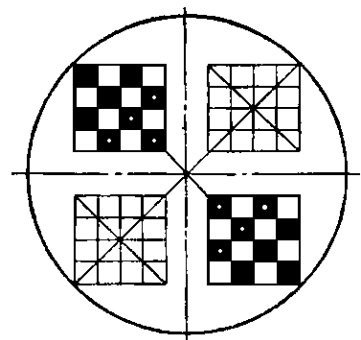


Рис. 113. Сетка для измерения вершинных фокусных расстояний

ности положительных и уменьшается с увеличением абсолютных величин вершинных расстояний.

При испытании хорошо скорректированной системы точность измерений можно значительно повысить, если ее не диафрагмировать. В этом случае она зависит от качества коррекции системы и ее апертуры. При достаточно совершенной контролируемой системе ошибку наведения можно определить в мкм:

$$\Delta = \frac{0,2}{u^2},$$

где u — апертурный угол испытуемой системы.

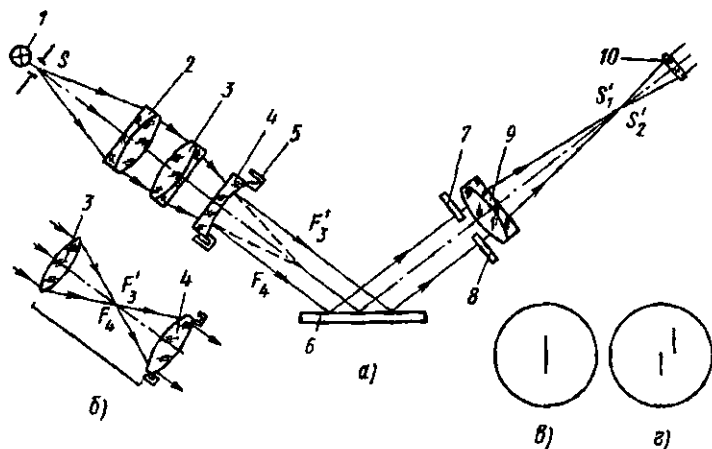


Рис. 114. Схема измерений вершинных фокусных расстояний, предложенная Ю. В. Коломийцовым

В этих случаях необходимо, чтобы апертура наблюдательного микроскопа была не меньше апертуры контролируемой системы.

Измерение по методу Ю. В. Коломийцова. Схема установки, предложенная Ю. В. Коломийцовым, предназначена для быстрого относительного контроля положительных и отрицательных вершинных фокусных расстояний в условиях массового производства (рис. 114).

Пучок лучей, выходящих из щели S коллиматора, освещаемой лампой накаливания 1, проходит объектив коллиматора 2, дополнительный объектив 3, контролируемую линзу 4 и, отразившись от зеркала 6, сходится в фокальной плоскости объектива зрительной трубы 9. Полученное таким образом изображение S' щели коллиматора с помощью двух клиньев 7 и 8 разделяется на две части, разведенные относительно друг друга по высоте (S'_1 и S'_2).

Дополнительный объектив 3 является сменным и рассчитывается отдельно для каждого типа испытуемых линз с компенсацией их сферических и хроматических аберраций.

Изображения щели S_1 и S_2 будут расположены точно друг над другом (рис. 114, в), если фокус линзы 4 совпадает с фокусом дополнительного объектива. В этом случае при отрицательной контролируемой линзе линза 4 и дополнительный объектив 3 образуют галилеевскую оптическую систему (рис. 114, а); при положительной испытуемой линзе — кеплеровскую систему (рис. 114, б). Если фокусы линзы 4 и объектива 3 не совпадут, то изображения щели разойдутся (рис. 114, г), тогда их можно совместить перемещением дополнительного объектива 3.

Объектив 3 перемещается с помощью микрометричного механизма, по которому это смещение отсчитывают.

Вершинные фокусные расстояния измеряют следующим образом. В прибор, юстированный по эталонной линзе, вставляют контролируемую линзу указанным выше способом, вновь совмещаются изображения щели; полученное при этом смещение дополнительного объектива 3, измеренное по шкале микрометричного механизма, равно величине отступления вершинного фокусного расстояния контролируемой линзы от эталонной.

Точность измерения на приборе весьма велика. Так, по экспериментальным данным, максимальная погрешность при вершинном фокусном отрезке линзы, равном 25 мм, составила 0,04%.

2. Измерение фокусных расстояний

Метод увеличения на коллиматоре. Визуальное определение фокусных расстояний выполняют по схеме, представленной на рис. 115, а. В фокальной плоскости коллиматорного объектива 2 расположена сетка 1 с несколькими вертикальными штрихами. Ее изображение получается в фокальной плоскости испытуемого объектива 3. Это изображение рассматривают посредством микроскопа и измеряют с помощью окуляр-микрометра.

Из рис. 115, а следует

$$-\frac{y'}{y} = -\frac{f'}{f_k},$$

отсюда

$$f' = \frac{y'}{y} f_k. \quad (53)$$

Обозначив $\frac{f_k}{y} = C = \text{const}$, получим

$$f' = Cy'.$$

Если фокусное расстояние коллиматорного объектива неизвестно, то можно сразу определить постоянную C .

Для этого необходимо измерить с помощью теодолита угол, под которым видно расстояние между штрихами сетки со стороны объектива коллиматора.

На рис. 115, б показана одна из действующих установок для измерения фокусных расстояний величиной от 10 до 350 мм. Фокусное расстояние объектива коллиматора равно 750 мм. В его фокальной плоскости расположена сетка с шестью параллельными штрихами; расстояния между ними от 6 до 60 мм. Измерительный микроскоп установки имеет два сменных объектива с увеличением 3

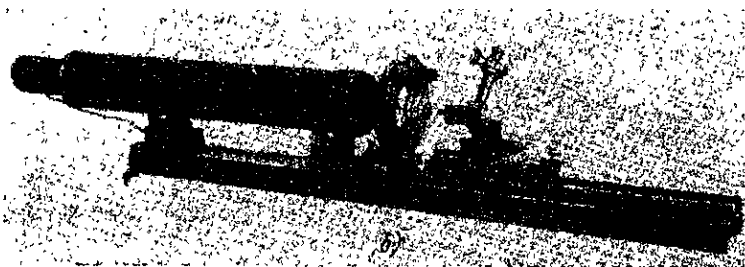
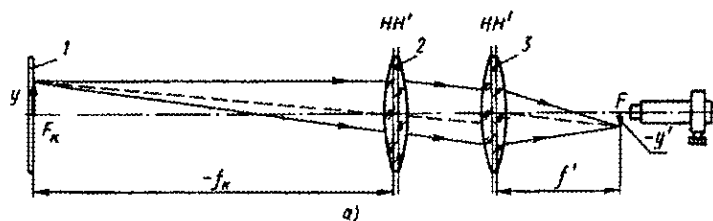


Рис. 115. Измерение фокусного расстояния методом увеличения на коллиматоре:

а — схема; б — установка для измерения

и $6\times$ и окуляр-микрометр с увеличением $10\times$. В зависимости от величины фокусного расстояния испытуемой системы измерения выполняют либо окуляр-микрометром, если в поле зрения микроскопа видна сразу симметричная пара штрихов коллиматорной сетки, либо перемещением всего микроскопа. Для этой цели микроскоп устанавливают на специальной каретке, снабженной микрометрическим винтом.

Первый способ применяется для измерения объективов с фокусными расстояниями до 40 мм, второй — для объективов с большими фокусными расстояниями.

Измерения фокусных расстояний методом увеличения осуществляют также на оптических скамьях типа ОСК-2, ОСК-3 и иностранных фирм.

Для определения точности метода прологарифмируем и продифференцируем основную формулу (53), тогда относительная погрешность определения фокусного расстояния будет

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta f_k}{f_k} + \frac{\Delta y}{y} + \frac{\Delta y'}{y'}$$

Фокусное расстояние объектива коллиматора должно быть определено более точными методами, чем данным, поэтому первое слагаемое $\frac{\Delta f_k}{f_k}$ будет не более 0,2%.

Измерение расстояния y между штрихами сетки можно выполнить на универсальном микроскопе или на компараторе с высокой точностью, поэтому второе слагаемое $\frac{y\Delta}{y}$ будет не более 0,05%.

Третье слагаемое $\frac{\Delta y'}{y'}$ зависит от неточности фокусировки микроскопа на изображение y' ; от инструментальных ошибок окуляр-микрометра и ошибки при определении цены деления его шкалы; от ошибки наведения перекрестия окуляр-микрометра на изображения штрихов сетки 1.

Суммарная погрешность измерения y' обычно составляет 0,2—0,3% измеряемой величины.

Кроме указанных ошибок на точность измерений может влиять неточность установки сетки в фокальной плоскости объектива коллиматора, однако эта ошибка уменьшается пропорционально отношению квадратов фокусных расстояний контролируемого и коллиматорного объективов.

Таким образом, относительная погрешность при измерении фокусного расстояния составит 0,3—0,6%.

Фотографическое определение фокусных расстояний отличается от визуального только тем, что изображение сетки коллиматора, полученное в фокальной плоскости испытуемого объектива, воспринимается фоточувствительным слоем, а затем измеряется на компараторе.

Таким методом обычно определяют фокусные расстояния фотографических объективов, причем фокусное расстояние измеряют одновременно с определением фотографической разрешающей силы.

Метод увеличения при конечных расстояниях до предмета и изображения. Этот метод оказался удобным для быстрой проверки фокусных расстояний в условиях массового производства фотографических объективов. Принципиальная схема установки изображена на рис. 116, а, а сама установка показана на рис. 116, б.

В качестве предмета используют стеклянную линейку 1 (рис. 116, а) с двумя штрихами, расстояние между которыми равно y . Линейку располагают на значительном удалении от контролируемого объектива 2. Изображения штрихов линейки получаются вблизи фокальной плоскости испытуемого объектива. Зная расстояние L от плоскости линейки до места образования изображения и измерив расстояние y' между изображениями двух штрихов линейки, можно рассчитать фокусное расстояние испытуемого объектива.

В существующей установке наблюдательный микроскоп можно перемещать только в горизонтальной плоскости, фокусировка

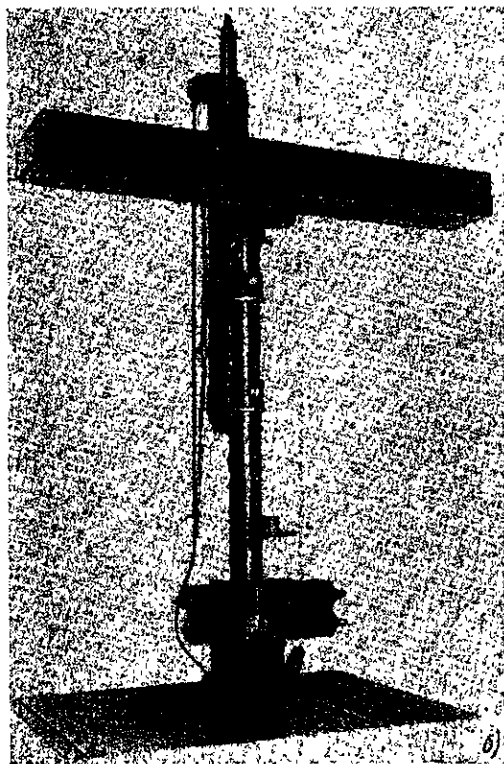
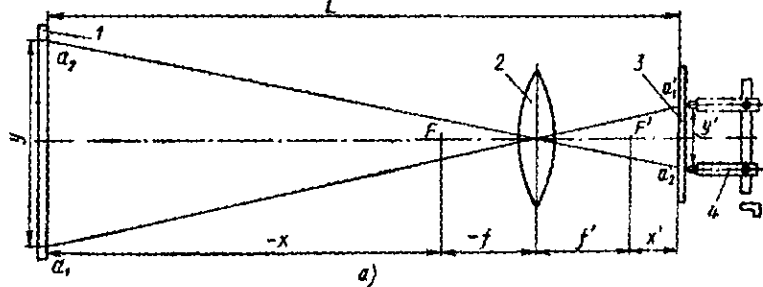


Рис. 116. Измерения фокусных расстояний при конечных расстояниях до предмета и изображения:

a — схема; б — установка для измерения

на резкость изображения штрихов линейки осуществляется перемещением объектива 2.

Из рис. 120 следует

$$-x - f + f' + x' = L.$$

Так как

$$\beta = -\frac{y'}{y} = -\frac{f}{x} = \frac{f'}{x'} = -\frac{x'}{f'},$$

то $-\frac{f'}{\beta} + 2f' - \beta f' = L$, отсюда

$$f' = -\frac{L\beta}{(1-\beta)^2}. \quad (54)$$

Для измерения величины y' применяют специальную измерительную шкалу 3, расположенную в предметной плоскости наблюдательного микроскопа. Эта шкала отградуирована непосредственно в величинах фокусных расстояний в соответствии с формулой (54). Измерительная шкала так же, как и микроскоп, имеет перемещение в горизонтальной плоскости. Перед измерением первоначально совмещают нулевое деление измерительной шкалы с изображением одного из штрихов (a'_2) линейки 1 и с перекрестием микроскопа. Затем перемещают наблюдательный микроскоп до совпадения его перекрестия с изображением второго штриха линейки (a'_1). При этом положении перекрестия микроскопа по измерительной шкале отсчитывают значение фокусного расстояния контролируемого объектива.

Однако приведенная схема не свободна от ошибок, в связи с этим в результаты измерений необходимо вводить поправки. Первая поправка связана с тем, что при выводе формулы (54) не учитывалось расстояние между главными плоскостями контролируемой системы; фактически величина L выразится так: $-x - f + f' + x' + \Delta = L$, где Δ — расстояние между главными плоскостями контролируемой системы, тогда ее фокусное расстояние

$$f'_\Delta = -\frac{(L-\Delta)\beta}{(1-\beta)^2},$$

откуда

$$df' = f' - f'_\Delta = -\frac{\Delta\beta}{(1-\beta)^2},$$

но так как из формулы (54)

$$(1-\beta)^2 \approx -\frac{L\beta}{f'},$$

то

$$df'_\Delta \approx \frac{f'\Delta}{L}.$$

Эту поправку нужно вычитать из полученного отсчета, если Δ — величина положительная, и прибавлять, если Δ — величина отрицательная.

Вторая поправка связана с тем, что на контролируемый объект падают пучки лучей под большим наклоном к его оси. При наклонных пучках лучей, участвующих в образовании изображения, на результаты измерения оказывает влияние дисторсия контролируемого объектива.

Дисторсию объектива можно выразить формулой

$$\delta f' = f' \frac{\delta y'}{y'},$$

откуда

$$f'_0 = f' - \delta f' = f' \left(1 - \frac{\delta y'}{y'}\right),$$

где f'_0 — фокусное расстояние объектива для лучей, параллельных оси;

f' — фокусное расстояние объектива для наклонных лучей. Поправка, учитывающая влияние дисторсии,

$$\delta f' = f' \frac{\delta y'}{y'}.$$

Для определения точности метода прологарифмируем и продифференцируем формулу (54):

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta \beta}{\beta} + \frac{2\Delta \beta}{1 - \beta}.$$

Так как $\beta \ll 1$, то $1 - \beta \approx 1$, тогда

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta \beta}{\beta} + 2\Delta \beta,$$

$$\beta = \frac{y'}{y}; \quad \frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{\Delta y'}{y'} + \frac{\Delta y}{y}.$$

Поскольку $\frac{\Delta y}{y} \ll \frac{\Delta y'}{y'}$, то $\frac{\Delta \beta}{\beta} \approx \frac{\Delta y'}{y'}$, тогда

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta y'}{y'} + \frac{2\Delta y'}{y'} \beta \approx \frac{\Delta y'}{y'}.$$

Например, при $y' = 10$ мм, $\Delta y' = 0,01$ мм величина $\frac{\Delta f'}{f'} = 0,1\%$. Практически ошибка в определении $\Delta y'$ значительно больше, так как она зависит от качества изображения контролируемого объектива и от точности фокусировки на изображения штрихов линейки 1, поэтому точность измерений этим методом получается порядка 0,3—0,4%.

Метод Аббе. Определение фокусных расстояний на фокометре Аббе основано на измерении увеличения при двух положениях предмета относительно контролируемой системы.

Пусть y_1 и y_2 (рис. 117, а) — два предмета, расположенные на расстояниях x_1 и x_2 от переднего фокуса контролируемой системы, а y'_1 и y'_2 — их изображения.

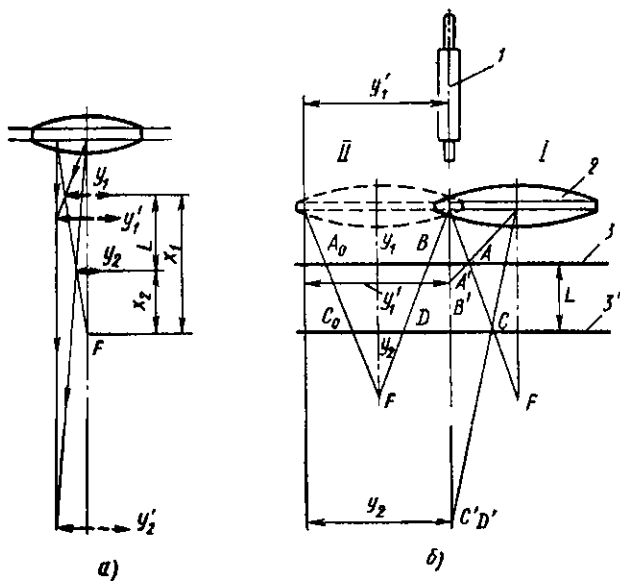


Рис. 117. Измерения фокусных расстояний по Аббе:

а—схема измерения; б—принципиальная схема фокометра Аббе

Линейные увеличения в сопряженных плоскостях будут соответственно

$$\beta_1 = \frac{f}{x_1} \text{ и } \beta_2 = \frac{f}{x_2}.$$

Угловые увеличения в сопряженных плоскостях

$$\gamma_1 = \frac{x_1}{f} \text{ и } \gamma_2 = \frac{x_2}{f}.$$

Вычитая первое из второго и обозначая L разность $x_2 - x_1$, получаем

$$f = \frac{x_2 - x_1}{\gamma_2 - \gamma_1} = \frac{L}{\gamma_2 - \gamma_1},$$

а так как $\gamma = \frac{1}{\beta} = \frac{y}{y'}$, то

$$f = \frac{L}{\frac{y_2}{y'_2} - \frac{y_1}{y'_1}}. \quad (55)$$

Этот принцип принят за основу при конструировании малой и большой моделей фокометра Аббе.

Малая модель позволяет измерять фокусные расстояния до 200 мм, а на большой модели измеряют фокусные расстояния от 200 до 10 000 мм. Метод Аббе имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами измерения фокусных расстояний, из них основным является независимость результатов от точности фокусировки на изображение предмета, так как в приборе осуществлен телецентрический ход лучей, т. е. после испытуемой системы главные лучи выходящих пучков идут параллельно оптической оси системы.

Конструктивно фокометр Аббе состоит из микроскопа с изменяющимся предметным расстоянием (внутренняя фокусировка), столика для контролируемой системы и стеклянной шкалы, перемещающейся параллельно оптической оси контролируемой системы.

Измерение изображений осуществляется не перемещением микроскопа, а перемещением столика с контролируемой системой перпендикулярно ее оси.

Такая конструкция уменьшает возможные ошибки, возникающие из-за перекосов оптической оси измерительного микроскопа при его перемещении, а наклоны контролируемой системы мало влияют на измеряемую величину из-за близости ее узловой точки к направляющим столика. Принципиальная схема фокометра Аббе показана на рис. 117, б.

Ось наблюдательного микроскопа I параллельна оси контролируемой системы. Контролируемая система 2 расположена на столике, который может перемещаться перпендикулярно оси системы. Стеклянная шкала 3 имеет возможность смещаться параллельно оптической оси контролируемой системы.

Пусть первоначально контролируемая система находится в положении I , а микроскоп сфокусирован на изображение A' штриха A . Передвишем столик с контролируемой системой так, чтобы она из положения I перешла в симметричное относительно оси микроскопа положение II , тогда увидим в том же месте изображение B' какого-то штриха B .

Перемещение столика будет равно величине изображения y'_1 , а сам предмет $y_1 = y'_1 - AB$, обозначим AB через v'_1 , тогда $y_1 = y'_1 - v'_1$.

Опять возвратим контролируемую систему в положение I , переместим стеклянную шкалу в положение $3'$ и сфокусируем на нее микроскоп, тогда будет видно изображение C' штриха C стеклянной шкалы.

Вновь сместим контролируемую систему в положение II . В микроскопе будет видно изображение D' штриха D .

Перемещение столика будет равно величине изображения y'_2 , а сам предмет $y_2 = y'_2 - CD$. Обозначим CD через U_2 , тогда

$y_2 = y_2 - v_2$. Подставив полученные значения в формулу (55), найдем

$$f = \frac{L}{\frac{y_2' - v_2}{y_2'} - \frac{y_1' - v_1}{y_1'}} = \frac{L}{1 - \frac{v_2}{y_2'} - 1 + \frac{v_1}{y_1'}} = \frac{L}{\frac{v_1}{y_1'} - \frac{v_2}{y_2'}}.$$

Если при наведении микроскопа на стеклянную шкалу в двух занимаемых ею положениях сообщать контролируемой системе одно и то же смещение, то $y_1' = y_2' = y'$, и тогда

$$f = \frac{y' L}{v_1 - v_2}. \quad (56)$$

Таким образом находят фокусное расстояние для определенной зоны контролируемой системы. Повторив аналогичные измерения для нескольких зон, можно затем построить график зависимости фокусного расстояния от зоны и далее, экстраполируя его до $y' = 0$, найти фокусное расстояние для параксиальной области.

На рис. 118 показана установка большой модели фокометра Аббе.

Для определения точности метода прологарифмируем и продифференцируем формулу (56):

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta y'}{y'} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta v_1}{v_1 - v_2} + \frac{\Delta v_2}{v_1 - v_2}.$$

Основная ошибка при определении фокусного расстояния этим методом получается из-за погрешности в измерении изображения y' , так как величины перемещения стеклянной шкалы и расстояние между штрихами на скамье могут быть измерены с большой точностью.

Ошибка в измерении величины изображения зависит от коррекции контролируемой системы, от самой величины изображения, связанной с размерами контролируемой системы, и от инструментальных ошибок отсчетной системы.

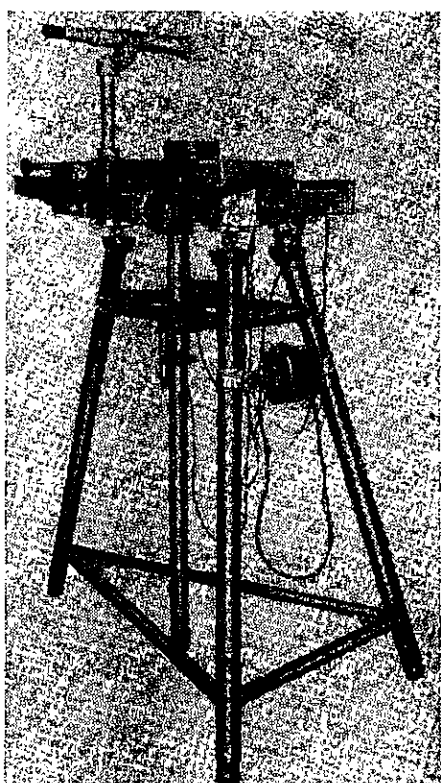


Рис. 118. Большая модель фокометра Аббе

Для большинства случаев измерений общая погрешность при наведении на один край изображения на большой модели фокометра составляет 0,03—0,05 мм. Следовательно, ошибка измерения изображения y' будет 0,06—0,10 мм. Минимальный диаметр контролируемой системы, который еще можно измерять на большой модели фокометра, составляет величину порядка 50 мм.

В этом случае ошибка измерения каждого изображения y'_1 и y'_2 будет равна 0,2%.

Общая погрешность измерения фокусного расстояния составит 0,4—0,5%.

При увеличении зрачка входа контролируемой системы погрешность определения фокусного расстояния резко уменьшается.

Обычно на большой модели фокометра Аббе измеряют фокусные расстояния коллиматорных объективов, у которых большие зрачки входа.

Метод Фабри — Юдина. Метод основан на получении следов узких пучков лучей, прошедших через контролируемую систему и зрительную трубу. Схема установки показана на рис. 119, а. Щель 1 расположена в фокальной плоскости коллиматорного объектива 2 перпендикулярно плоскости рисунка и освещена белым светом. За объективом коллиматора установлена диафрагма 3 с двумя щелями, параллельными щели 1. Расстояние между щелями равно a . Свет из объектива коллиматора проходит двумя узкими пучками через контролируемый объектив 4. Если бы не было далее объектива зрительной трубы 5, то изображение щели 1 получилось бы в заднем фокусе контролируемого объектива, т. е. в точке m . Однако пучки лучей, вышедших из объектива 4, попадают на объектив 5 зрительной трубы, которая установлена на «бесконечность», и образуют изображение щели 1 в точке n . Далее слегка расходящимися пучками они проходят через фокальную плоскость зрительной трубы. Если в качестве окуляра в зрительной трубе стоит окуляр-микрометр, то с его помощью можно измерить расстояние d между центрами пучков лучей, проходящих через фокальную плоскость.

Из рис. 119, а следует, что

$$\frac{a}{f'} = \frac{b}{f' - \kappa}; \quad \frac{b}{c} = \frac{d}{l}, \quad \text{т. е. } b = \frac{dc}{l}.$$

Будем считать, что в точке m находится предмет, а в точке n его изображение. Обозначив фокусное расстояние объектива 5 через $f'_{3, \tau}$, можно написать

$$\frac{l}{f'_{3, \tau}} = \frac{l}{c} - \frac{l}{f' - \kappa},$$

откуда

$$\frac{l}{f' - \kappa} = \frac{f'_{3, \tau} - c}{cf'_{3, \tau}}.$$

Подставив эти соотношения в формулу для $\frac{a}{f'}$, получим

$$\frac{a}{f'} = \frac{b(f'_{з.т} - c)}{cf'_{з.т}}.$$

Учитывая, что $f'_{з.т} - c = l$ и заменив величину b на $\frac{dc}{l}$, окончательно получим

$$f' = \frac{af'_{з.т}}{d}, \quad (57)$$

где $af'_{з.т}$ — постоянная прибора для данной пары щелей.

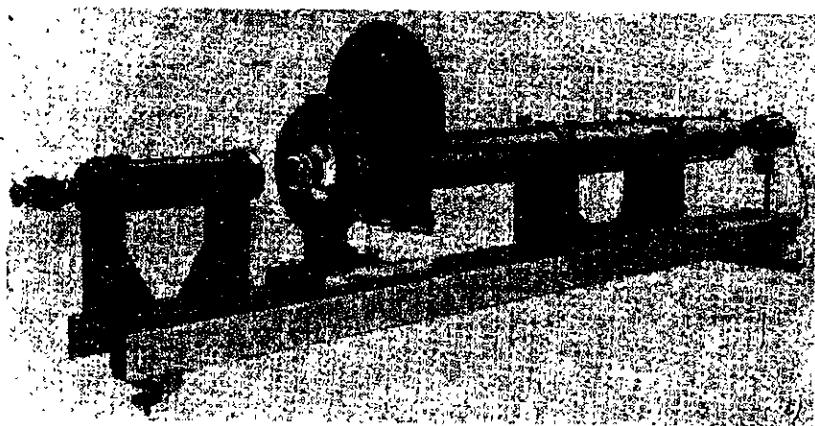
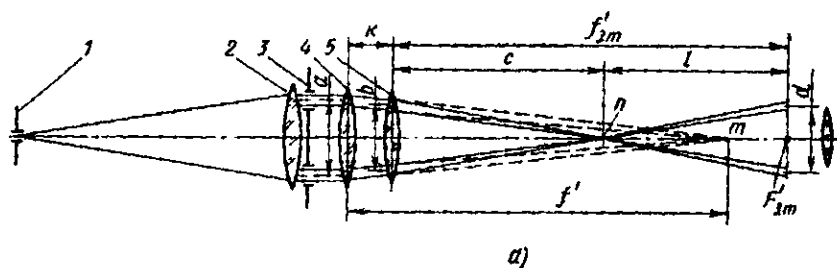


Рис. 119. Измерения фокусных расстояний по Фабри—Юдину:
а — схема; б — установка для измерений

На рис. 119, б представлена одна из действующих установок. Установка имеет следующие характеристики: фокусное расстояние объектива коллиматора 862 мм, относительное отверстие 1 : 10, фокусное расстояние объектива зрительной трубы 273 мм, цена одного деления окуляр-микрометра 0,005 мм и поле зрения окуляра 8 мм. Установка снабжена набором пластинок со щелями.

Для измерения фокусных расстояний в ход лучей поочередно вводят пластинки со щелями и добиваются получения самого большого расстояния d между центрами пучков лучей в фокальной плоскости объектива зрительной трубы, которое еще можно измерить окуляр-микрометром. Затем повторяют измерение с пластинкой, меньшей на номер, рассчитывают фокусное расстояние по формуле (57) и выбирают среднее значение из двух измерений. Установка позволяет измерять фокусные расстояния величиной от 9 до 5000 мм.

Для определения точности метода, прологарифмируем и продифференцируем формулу (57):

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta f'_{з.т}}{f'_{з.т}} + \frac{\Delta d}{d},$$

где $\frac{\Delta a}{a}$ — первая ошибка, равная 0,2—0,3%; $\frac{\Delta f'_{з.т}}{f'_{з.т}}$ — вторая ошибка при точных методах измерения фокусного расстояния объектива зрительной трубы, равная 0,05—0,1%; $\frac{\Delta d}{d}$ — третья ошибка при использовании всей шкалы окуляр-микрометра, равная не более 0,2—0,3%.

Таким образом, суммарная погрешность метода не будет превышать 0,4—0,5%.

Гониометрический метод. Определение фокусных расстояний этим методом отличается высокой точностью, однако процесс измерения требует значительного времени, кроме того, сам метод пригоден только для измерения фокусных расстояний положительных систем.

Принцип измерений заключается в определении углового размера отрезка шкалы, расположенной в фокальной плоскости контролируемой системы.

Зная линейный размер отрезка шкалы y и определив угол w , под которым виден этот отрезок из главной точки объектива, можно найти фокусное расстояние объектива или системы по формуле

$$f' = \frac{y}{\operatorname{tg} w}. \quad (58)$$

Существуют два типа установок для измерения фокусных расстояний этим методом. Схема первой установки показана на рис. 120, а. Угловой размер отрезка y , т. е. угол w , определяется с помощью вращающейся зрительной трубы 3 при неподвижном положении как испытуемого объектива 2, так и шкалы 1, причем зрительная труба должна вращаться вокруг оси, проходящей через зрачок входа контролируемой системы.

Схема второй установки показана на рис. 120, б. Здесь контролируемая система, жестко связанная со шкалой, расположена

на вращающемся столе, а зрительная труба неподвижна. Угловой размер ω определяют с помощью вращающегося стола по разности отсчетов при наведении перекрестия зрительной трубы на разные края отрезка y . Как и в первом случае, ось вращения стола должна проходить через зрачок входа контролируемого объектива. В обоих случаях измерения выполняют для нескольких отрезков y и

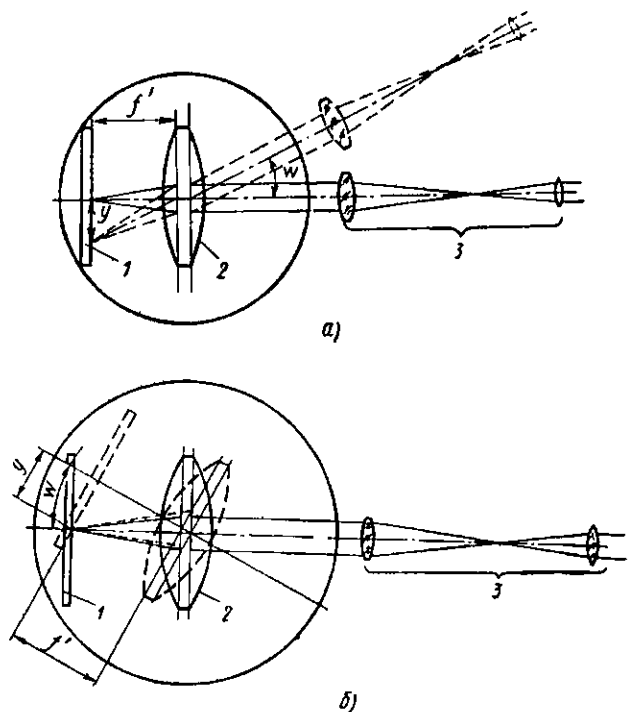


Рис. 120. Схемы измерений фокусных расстояний на гониометре:

a — при неподвижном положении испытуемого объектива и шкалы; *б* — при подвижном положении

по отдельным значениям f' определяют среднее фокусное расстояние. Более подробно эта установка и методика работы на ней описаны в гл. VII при рассмотрении методов измерения дисторсин.

Для определения точности метода прологарифмируем и продифференцируем формулу (58):

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta y}{y} + \frac{\Delta \omega}{\operatorname{tg} \omega \cos^3 \omega} = \frac{\Delta y}{y} + \frac{2 \Delta \omega}{\sin 2\omega}.$$

Кроме ошибок, связанных с измерением величины y и угла ω в погрешность определения фокусного расстояния войдет ошибка $\Delta f'_y$ установки шкалы в фокальной плоскости контролируемой

системы. Установку шкалы осуществляют с помощью зрительной трубы, служащей для измерения углов ω . Зрительную трубу заранее устанавливают на «бесконечность».

Тогда суммарная относительная погрешность определения фокусного расстояния будет

$$\frac{\delta f'}{f'} = \frac{\Delta f'}{f'} + \frac{\Delta f_y'}{f'}.$$

Ошибка наведения зрительной трубы в мкм

$$\Delta = \frac{0,2}{u^2},$$

где u — действующий апертурный угол зрительной трубы;

$$u = \frac{D}{2f'_{з.т}};$$

$f'_{з.т}$ — фокусное расстояние зрительной трубы;

D — диаметр зрачка входа контролируемой системы или диаметр зрачка входа зрительной трубы, если он меньше, чем диаметр зрачка входа контролируемой системы.

Ошибка в установке шкалы в фокальной плоскости контролируемой системы

$$\Delta f_y' = \Delta \left(\frac{f'}{f'_{з.т}} \right)^2;$$

подставив значение Δ , получим

$$\frac{\Delta f_y'}{f'} = \frac{0,2}{250D^2} f'.$$

Тогда общая погрешность определения фокусного расстояния будет

$$\frac{\delta f'}{f'} = \frac{\Delta y}{y} + \frac{2\Delta\omega}{\sin 2\omega} + \frac{0,2}{250D^2} f'.$$

Пример. Пусть $f' = 100$ мм, $y = 10$ мм, $\Delta y = 0,005$ мм, $D = 20$ мм, $\Delta\omega = 10''$.

Тогда при измерениях на гониометрической установке с точностью отсчета углов $3'$ найдем, что $\delta f'/f' = 0,12\%$.

Практическая точность метода несколько ниже из-за ошибок, связанных с качеством изображения контролируемой системы.

Коицидентный метод. Определение фокусных расстояний в этом методе, как и в предыдущем, основано на измерении угловой величины изображения предмета, расположенного в фокальной плоскости контролируемой системы [54]. Однако установка предмета в этой плоскости и измерение его угловых

размеров осуществляются не путем фокусировки, а путем ионизационного совмещения.

Схема действующей большой модели коинцидентно-фокометра представлена на рис. 121.

Принцип измерения заключается в следующем. Источник света 10 через зеленый светофильтр 11 и раздвижную щель 12, параллельную оптической оси прибора, освещает щели 8 на кубической призме 9. Лучи света, выходящие из щелей, отражаются от гипотенузной грани призмы 9, проходят через контролируемую

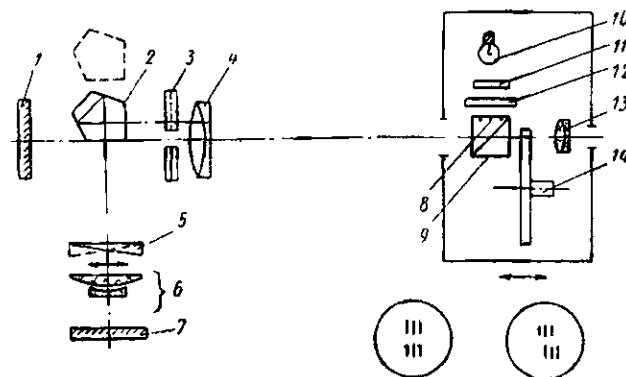


Рис. 121. Схема измерений фокусных расстояний коинцидентным методом

систему 4, два клина 3 и, отразившись от плоского зеркала 1 (призма 2 выключена), возвращаются обратно, образуя на матовой пластинке 14 два изображения щелей 8. Если щели 8 находятся в фокальной плоскости системы 4, то их изображения располагаются точно друг под другом, что достигается передвижением окуляра 13 вместе с призмой 9 и вращающейся матовой пластинкой 14 вдоль оптической оси фокометра.

После этого в ход лучей вводят пентапризму 2 так, как это показано на рис. 121. Тогда часть лучей, прошедшая через один из клиньев 3, отклонится пентапризмой на 90° , пройдет через клин 5, линзовый компенсатор 6 и, отразившись от кварцевого зеркала 7, вернется обратно, образуя на матовой пластинке 14 изображение щелей 8, смещенное относительно первоначального положения. Таким образом, два изображения щелей 8, находящиеся друг под другом, после введения в ход лучей пентапризмы разойдутся. Перекидыванием клина 5 на 180° и смещением одной из линз компенсатора 6 добиваются такого положения, при котором две системы автоколлимационных изображений щелей сместятся относительно друг друга на величину, равную расстоянию между изображениями соседних щелей,

При этом зная угол отклонения δ клина 5 и величину отклонения γ компенсатора 6, можно определить угловое расстояние β между двумя щелями по формуле

$$\beta = 4\delta + 2\gamma.$$

Тогда фокусное расстояние контролируемого объектива будет

$$f' = \frac{a}{\operatorname{tg} \beta}$$

или при малых углах β

$$f' = \frac{a}{\beta}, \quad (59)$$

где a — линейное расстояние между двумя щелями.

Для определения точности метода прологарифмируем и продифференцируем основную формулу (59):

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta \beta}{\beta}, \quad (60)$$

но $\beta = \frac{a}{f'}$, а $\Delta \beta = \frac{\Delta a}{f'} = \frac{\Delta a f_{\text{ок}}}{f'}$,

где $\Delta \alpha$ — номинальная острота зрения: $\Delta \alpha = 10'' = 0,0000485$;

$\Gamma = \frac{f'}{f_{\text{ок}}}$ — видимое увеличение телескопической системы, состоящей из контролируемого объектива 4 и окуляра 13 установки;

$f_{\text{ок}}$ — фокусное расстояние окуляра 13.

Подставив в формулу (60) значения β и $\Delta \beta$, получим

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta a f_{\text{ок}}}{a}$$

или

$$\frac{\Delta f'}{f'} = \frac{\Delta a + \Delta a f_{\text{ок}}}{a}.$$

На действующей установке $a = 2,5$ мм и $f_{\text{ок}} = 30,8$ мм.

Примем $\Delta a = 0,001$ мм; $\Delta \alpha = 0,0000485$; тогда $\Delta f'/f' = 0,1\%$.

На точность измерений влияет также ошибка ΔS установки щелей 8 в фокусе объектива 4. Ее можно подсчитать по формуле

$$\Delta S = \frac{2f' f_{\text{ок}} \Delta \alpha}{D},$$

где D — диаметр зрачка входа контролируемой системы.

Если $f' = 500$ мм и $D = 25$ мм, то $\Delta S = 0,06$ мм. Так как величина ошибки ΔS мала, ею можно пренебречь.

Практическая погрешность измерения фокусных расстояний на данной установке составляет 0,15—0,2%, поскольку кроме

инструментальных ошибок метода существенное влияние оказывает на качество изображения контролируемой системы.

Следует учесть, что такая точность может быть достигнута при условии, что фокусное расстояние зеркал, клиньев и призм, входящих в установку, настолько велики, что не оказывают влияния на результаты определения фокусного расстояния контролируемой системы.

Установка с большим успехом может быть использована и для относительных измерений, когда нужно сравнивать фокусные

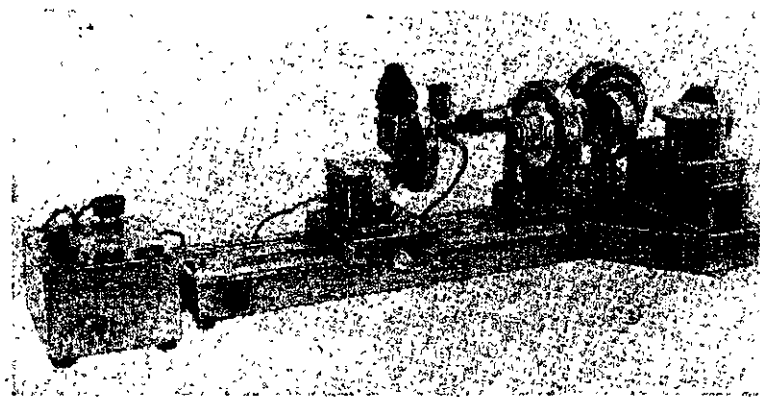


Рис. 122. Малая модель коинциденц-фокометра

расстояния одиотипных объективов, например, при подборе объективов по парам для стереоскопических приборов. В этих случаях комплектацию объективов можно осуществить с точностью до нескольких сотых процента от величины фокусного расстояния. На рис. 122 показана малая модель коинциденц-фокометра. Малая модель построена по оптической схеме, аналогичной схеме большой модели, с небольшими изменениями, в частности вместо линзового компенсатора здесь установлен двухклиновой компенсатор. Этот фокометр рассчитан для измерения объективов с фокусными расстояниями от 40 до 300 мм.

Метод узловой точки. Этот метод позволяет непосредственно определить фокусные расстояния оптических систем.

Поместим контролируемую систему на поворотный круг. Если задняя узловая точка системы проходит через ось вращения поворотного круга, то при небольших поворотах круга вокруг своей оси изображение удаленной точки, образованное контролируемой системой в своей фокальной плоскости, будет неподвижно.

Если задняя узловая точка не проходит через ось вращения круга, то при поворотах круга изображение будет смещаться.

Таким образом, неподвижность изображения при повороте контролируемой системы на небольшие углы может служить критерием совпадения задней узловой точки с осью вращения круга. Систему можно поворачивать в пределах угла, при котором ее дисторсия не достигает заметной величины.

Принципиальная схема установки представлена на рис. 123.

Параллельный пучок лучей света, выходящих из коллиматора 2, проходит через контролируемый объектив 3, образуя в его фокальной плоскости изображение штриха сетки 1, установленной в фокальной плоскости объектива коллиматора. Это изображение рассматривают в наблюдательный микроскоп 5.

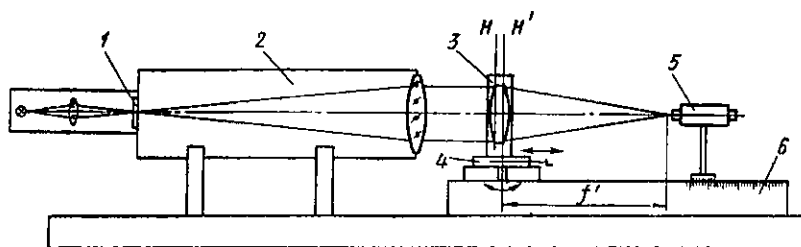


Рис. 123. Схема измерений фокусных расстояний методом узловой точки

Если поворачивать стол 4, на котором установлен объективодержатель с контролируемым объективом 3, вокруг вертикальной оси на небольшие углы, то изображение штриха, наблюдаемое в микроскоп, будет смещаться относительно перекрестия микроскопа, когда задняя узловая точка объектива 3 не находится на оси вращения стола 4.

Передвигая объективодержатель с контролируемой системой вдоль ее оптической оси и одновременно поворачивая стол вокруг вертикальной оси на небольшие углы, добиваются неподвижности изображения штриха относительно перекрестия микроскопа.

При перемещении контролируемой системы необходимо каждый раз сфокусировать микроскоп на резкое изображение штриха.

Расстояние от оси вращения поворотного стола до предметной плоскости микроскопа, сфокусированного на неподвижное изображение штриха коллиматора, равно фокусному расстоянию контролируемой системы.

Обычно по отсчетной шкале 6, нанесенной на направляющих, по которым движется микроскоп, определяют только место фокуса испытуемой системы. Отсчет по шкале, определяющий положение оси поворотного круга, выполняют 1 раз при юстировке установки. Для этого в объективодержателе вместо контролируемой системы укрепляют плоскопараллельную пластинку, например измерительную плитку, и фокусируют микроскоп на ее поверхность. Затем поворачивают стол на 180° . Если при этом в микроскоп будет резко видна вторая поверхность пластинки,

Вертикальная плоскость, проходящая через середину толщины пластинки, совпадает с осью вращения стола.

Переместив микроскоп ближе к оси вращения стола на половину толщины пластинки, определяют начало отсчета по шкале.

Если вторая поверхность пластинки при повороте стола на 180° видна не резко, то немного смещают объективодержатель вдоль оси установки и вновь фокусируют микроскоп на обе поверхности пластинки при повороте стола на 180° , добываясь одинаковой резкости изображений обеих поверхностей.

Точность метода зависит как от инструментальных ошибок установки, так и от ошибок, связанных непосредственно с контролируемой системой и физиологическими особенностями наблюдателя.

Инструментальные ошибки: неточность установки сетки с перекрестием в фокальной плоскости объектива коллиматора, неточность определения начала отсчета по шкале, погрешность при снятии отсчета по этой шкале и другие можно свести к небольшой величине, например 0,1% от измеряемого фокусного расстояния.

Из ошибок, связанных с контролируемой системой и наблюдателем, основными являются: погрешность в наводке микроскопа на резкое изображение перекрестия сетки, установленной в фокальной плоскости коллиматора, и погрешность совмещения задней узловой точки системы с осью вращения.

Первая погрешность при определении фокусных расстояний систем с относительным отверстием 1 : 3,5 и более не превышает 0,02—0,03 мм, что при испытании объектива со средним фокусным расстоянием 100 мм приведет к ошибке 0,02—0,03%.

Вторая погрешность зависит от чувствительности глаза к поперечному совмещению изображений перекрестий, установленных в фокальной плоскости объектива коллиматора и в наблюдательном микроскопе, а также от аберраций контролируемой системы. Если точность фокусировки микроскопа на резкое изображение штриха принята нами равной 0,02—0,03 мм, то поперечную установку можно выполнить в 3—5 раз точнее, т. е. погрешность совмещения изображений перекрестий не будет превышать 0,005—0,01 мм.

Связь между поперечным смещением a и несовпадением узловой точки H' с осью вращения O показана на рис. 124.

Как видно из рисунка,

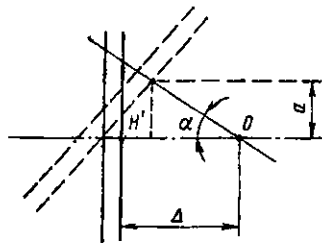


Рис. 124. Связь между поперечным смещением изображений и несовпадением узловой точки с осью вращения

$$\Delta \approx \frac{a}{\operatorname{tg} \alpha}.$$

Если для фотографического объектива типа «Индустар» с фокусным расстоянием 100 мм принять угол α , при котором еще не заметно влияние дисторсии, равным 5° , то

$$\Delta \approx 0,055 \pm 0,11 \text{ мм.}$$

Таким образом, погрешность от неточности совмещения задней узловой точки системы с осью вращения составит 0,05—0,1%.

Суммарная погрешность метода в зависимости от оптических характеристик и коррекции контролируемой системы будет 0,2—0,4% от измеренной величины.

Методы определения больших фокусных расстояний. Для определения фокусных расстояний, составляющих несколько десятков метров, все обычные методы измерения на оптических скамьях не могут быть применены из-за большой величины измеряемого фокусного расстояния.

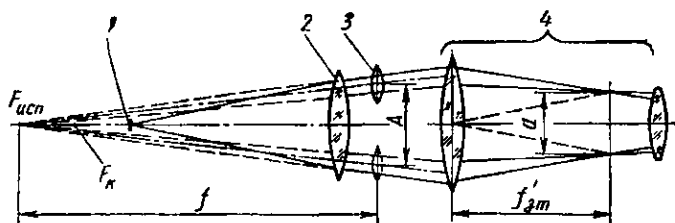


Рис. 125. Схема измерений больших фокусных расстояний порядка нескольких десятков метров

В лабораторной практике иногда встречаются системы с фокусными расстояниями 10—30 м и с малыми относительными отверстиями, например, линзы компенсаторов и линзы-приближители оптических дальномеров.

Для подобных систем установка может быть построена по схеме, изображенной на рис. 125.

На направляющих оптической скамьи располагают коллиматорный объектив 2 и зрительную трубу 4, установленную на «бесконечность».

Между объективом 2 и его передним фокусом помещают стеклянную пластинку 1 с перекрестием, освещаемую сзади электрической лампой через матовое или молочное стекло.

Между коллиматорным объективом и зрительной трубой вводят контролируемую систему 3.

Необходимо подобрать объектив 2 и объектив зрительной трубы 4 так, чтобы их диаметры были значительно больше диаметра контролируемой системы.

Контролируемую систему устанавливают не по оптической оси объектива 2, а ближе к краю его диаметра так, как это показано на рис. 125.

Лучки света из объектива 2 должны проходить в зрительную трубу только через контролируемую систему, все другие лучи диафрагмируются экраном (на рисунке не показан).

Передвигая стеклянную пластинку 1 вдоль оптической оси объектива 2 и наблюдая в зрительную трубу, добиваются резкого изображения перекрестия пластинки 1. Это произойдет, когда изображение перекрестия, созданное объективом 2, совпадет с передней фокальной плоскостью контролируемой системы и в объектив зрительной трубы под некоторым углом к ее оси поступят параллельные лучи света из испытуемой системы.

Величины наклона падающих лучей зависят от расстояния между оптическими осями объектива 2 и контролируемой системы.

Совместив перекрестие окуляр-микрометра зрительной трубы с изображением перекрестия стеклянной пластинки 1, передвигают контролируемую систему перпендикулярно оптической оси объектива 2 в симметричное относительно этой оси положение. При этом изображение перекрестия в фокальной плоскости зрительной трубы также сместится в поперечном направлении.

Величину этого смещения измеряют с помощью окуляр-микрометра.

На основании подобия треугольников (см. рис. 125) можно получить расчетную формулу для определения фокусного расстояния испытуемой системы:

$$f = f'_{з. т} \frac{A}{a}, \quad (61)$$

где f — фокусное расстояние контролируемой системы;
 $f'_{з. т}$ — фокусное расстояние объектива зрительной трубы;
 A — величина смещения контролируемой системы;
 a — величина смещения изображения перекрестия стеклянной пластинки 1 в фокальной плоскости объектива зрительной трубы.

Для определения точности метода прологарифмируем и продифференцируем формулу (61):

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta f'_{з. т}}{f'_{з. т}} + \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta a}{a}.$$

Если $\frac{\Delta f'_{з. т}}{f'_{з. т}} = 0,1\%$ и $\frac{\Delta a}{a} = 0,3\%$ (как и в ранее описанных методах), пренебрегая из-за малости отношением $\frac{\Delta A}{A}$, будем иметь $\frac{\Delta f}{f} = 0,4\%$. Практически в зависимости от качества контролируемой системы точность метода составляет 0,6—0,7% измеряемой величины.

Определение фокусных расстояний величиной в несколько километров весьма распространено в лабораторной практике, например, при проверке светофильтров, защитных стекол, зеркал и др.

Установка для измерения таких фокусных расстояний состоит из длиннофокусного коллиматора 1 и длиннофокусной зрительной трубы 2 (рис. 126).

В фокальной плоскости коллиматора устанавливают мир или перекрестие. Перед измерением зрительную трубу фокусируют по коллиматору, заранее выставленному на «бесконечность». Затем между коллиматором и зрительной трубой вводят контролируемую деталь, после чего изображение мира или перекрестия размывается.

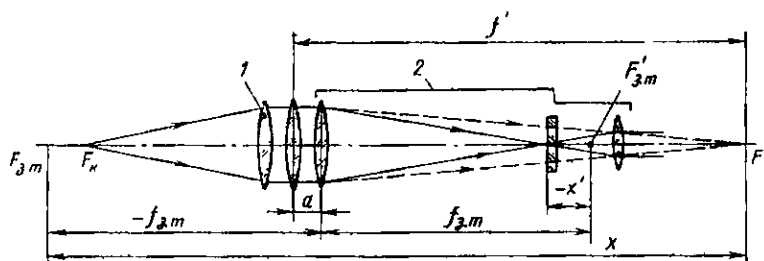


Рис. 126. Схема измерений больших фокусных расстояний порядка нескольких километров

Чтобы получить вновь резкое изображение мира или перекрестия, зрительную трубу перефокусируют. Пусть при этом перекрестие зрительной трубы сместится на величину x' , тогда

$$x = -\frac{f_{3.т}^2}{x'};$$

$$f' = x - f_{3.т} + a = -\left(\frac{f_{3.т}^2}{x'} + f_{3.т} - a\right),$$

или

$$f' = -\left[\frac{f_{3.т}(f_{3.т} + x')}{x'} - a\right],$$

где f' — фокусное расстояние контролируемой детали;
 $f_{3.т}$ — фокусное расстояние объектива зрительной трубы;
 a — расстояние между контролируемой деталью и объективом зрительной трубы.

Но так как $f_{3.т} \gg x'$ и $a \ll f'$, то

$$f' \approx -\frac{f_{3.т}^2}{x'}. \quad (62)$$

Для определения точности метода прологарифмируем и продифференцируем формулу (62):

$$\frac{\Delta f'}{f'} = 2 \frac{\Delta f_{3.т}}{f_{3.т}} + \frac{\Delta x'}{x'}.$$

Фокусное расстояние объектива зрительной трубы может быть известно с большой точностью, поэтому основная погрешность измерения связана с определением величины x' . Точность определения x' зависит от точности фокусировки на резкое изображение перекрестия зрительной трубой. Как и ранее, точность продольных фокусировок определяется в мкм по формуле

$$\Delta = \frac{0,2}{u^2}. \quad (63)$$

Обычно зрительные трубы таких установок имеют относительные отверстия порядка 1 : 15, тогда в соответствии с формулой (63) $\Delta \approx 0,2$ мм.

При многократных наводках и получении средних результатов величина Δ может быть доведена до 0,1 мм.

Поскольку фокусировку выполняют дважды, общая погрешность в определении x' составит $\Delta x' = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2} = 0,14$ мм, откуда

$$\frac{\Delta f'}{f'} \approx \frac{0,14}{x'} \cdot 100\%. \quad (64)$$

Пример. Пусть $f_{з.т} = 2$ м, $x' = 1$ мм = $1 \cdot 10^{-3}$ м, подставляя эти величины в формулы (62) и (64), получим $f' = 4$ км и $\frac{\Delta f'}{f'} = 14\%$. Окончательное фокусное расстояние контролируемой детали будет $f' = 4 \pm 0,5$ км.

Во всех расчетах точности продольных фокусировок следует исходить из действующего апертурного угла зрительной трубы, поэтому в примере принято, что диаметр контролируемой детали не меньше диаметра зрительной трубы. Примечательно, что увеличение только фокусного расстояния объектива зрительной трубы не увеличивает точности измерений, так как точность измерения определяется не фокусным расстоянием, а действующей апертурой, при которой проводятся измерения.

Метод определения фокусных расстояний отрицательных систем. Определение фокусных расстояний отрицательных систем вызывает в лабораторной практике определенные трудности. Методы измерения фокусных расстояний, рассмотренные выше, рассчитаны в основном, кроме фокометра Аббе и метода Фабри—Юдина, на определение фокусных расстояний положительных систем.

В ГОИ разработана лабораторная установка для измерения весьма широкого диапазона фокусных расстояний у отрицательных систем (от 60 до 500 мм).

Оптическая схема такой установки изображена на рис. 127. Шкала 1, расположенная в фокальной плоскости объектива коллиматора 2, изображается галилеевской системой в фокальной плоскости объектива зрительной трубы 5, выверенной предварительно на «бесконечность». Изображение 1' шкалы измеряют посредством окуляр-микрометра.

Галилеевская система состоит из объектива 3 и контролируемой отрицательной системы 4.

Изображение шкалы 1 резко будет видно только тогда, когда задний фокус объектива 3 совпадет с передним фокусом системы 4.

Обозначим l' величину изображения 1' и l'_0 — величину изображения 1'' той же шкалы 1 в случае отсутствия всей галилеевской системы, тогда

$$\beta = \frac{l'}{l'_0},$$

где β — увеличение галилеевской системы.

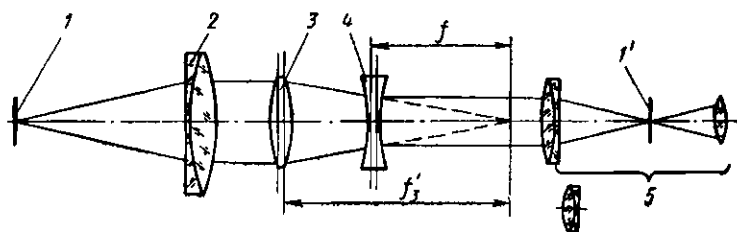


Рис. 127. Схема измерений фокусных расстояний отрицательных систем

Но увеличение галилеевской системы можно определить и так:

$$\beta = \frac{f'_3}{f},$$

где f'_3 — фокусное расстояние дополнительного объектива 3;
 f — фокусное расстояние контролируемой системы.

Отсюда можно написать, что

$$\frac{f'_3}{f} = \frac{l'}{l'_0} \text{ или } f = \frac{l'_0 f'_3}{l'}, \quad (65)$$

где $l'_0 f'_3 = C$ — постоянная данной установки, тогда

$$f = \frac{C}{l'}.$$

Для определения точности метода прологарифмируем и продифференцируем основную формулу (65):

$$\frac{\Delta f'}{f} = \frac{\Delta f'_3}{f'_3} + \frac{\Delta l'_0}{l'_0} + \frac{\Delta l'}{l'}.$$

Фокусное расстояние объектива 3 определяется другими методами с большей точностью, например, погрешностью 0,1%.

Погрешность $\Delta l'_0$ в определении l'_0 путем многократных измерений окуляр-микрометром и при хорошем качестве объективов 2 и 5 можно довести до 0,01 мм; тогда при величине l'_0 , равной на действующей установке 5 мм,

$$\frac{\Delta l'_0}{l'_0} = 0,2\%.$$

Погрешность $\Delta l'$ будет несколько больше, так как она зависит от качества галилеевской системы. Если $\Delta l'$ положить равной 0,03 мм, то на длине 8 мм (размер шкалы окуляр-микрометра):

$$\frac{\Delta l'}{l} = 0,4\%.$$

Общая погрешность измерения фокусного расстояния составит 0,6—0,7%.

3. Измерение рабочих состояний объективов

Метод определения рабочих расстояний по известному вершинному расстоянию. Этот метод заключается в том, что на оптической скамье определяется заднее вершинное фокусное расстояние объектива S'_F , а затем с помощью глубиномера или специального калибра с глубиномером, или индикатором определяют расстояние B от вершины линзы до промежуточного торца и расстояние C от промежуточного до рабочего торца (рис. 128). По замеренным величинам вычисляют рабочее расстояние

$$A = S'_F - B + C.$$

Точность метода зависит главным образом от погрешности в определении вершинного фокусного расстояния, поскольку измерения остальных величин, входящих в рабочее расстояние, могут быть выполнены весьма точно.

Визуальный метод измерения рабочих расстояний. Измерения с помощью этого метода выполняют на установке, изображенной на рис. 116, б и описанной ранее. В рассматриваемом случае линейка l с делениями, предназначенная для измерения фокусных расстояний, отводится в сторону и вместо нее на одной оси с контролируемым объективом устанавливают коллиматор и, кроме того, удаляют измерительную пластинку 3 (см. рис. 116, а). Схематическая часть установки, предназначенная для измерения рабочих расстояний, показана на рис. 129.

Для измерения рабочего расстояния контролируемый объектив 3 рабочим торцом устанавливают на рабочий торец объективодержателя 4. Передвижением объективодержателя вместе со стеклянной шкалой l вдоль оси установки добиваются совпадения фокальной плоскости испытуемого объектива с предметной пло-

скостью наблюдают объектив микроскопа 5. В момент, когда в микроскоп наблюдают резкое изображение миры, находящейся в фокальной плоскости коллиматора 2, снимают первый отсчет по шкале 1 с помощью отсчетного микроскопа 6.

Затем снимают объектив 3 и на рабочий торец объективодержателя помещают стеклянную пластинку, покрытую с внешней стороны алюминиевым слоем. Пластику устанавливают так,

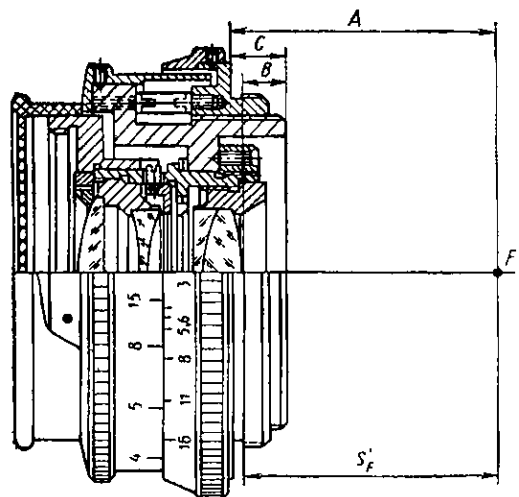


Рис. 128. Связь между вершинным и рабочим расстояниями объектива

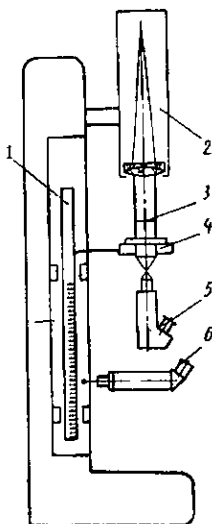


Рис. 129. Схема измерений рабочих расстояний визуальным методом

чтобы алюминиевый слой был прижат к рабочему торцу объективодержателя.

Перемещением объективодержателя добиваются резкого видения в микроскопе 5 царапин, всегда имеющих на алюминиевом слое; при этом снимают второй отсчет по стеклянной шкале 1. Разность отсчетов и определяет рабочее расстояние объектива. Процесс измерений можно ускорить, если использовать объектив с известным рабочим расстоянием. В этом случае, определив 1 раз отсчет по шкале 1 при наведении микроскопа 5 на фокальную плоскость эталонного объектива, в дальнейшем определяют только разность между положениями фокальных плоскостей контролируемого и эталонного объективов.

Увеличение отсчетного микроскопа 6 обеспечивает возможность получения отсчета с точностью до 0,005 мм. Поэтому ошибками измерительной части можно пренебречь.

Основная погрешность измерения связана с ошибкой фокусировки на изображение миры. Она зависит как от апертуры контролируемой системы, так и от качества ее коррекции.

При относительных отверстиях порядка $1:3,5$ и более погрешность измерения при многократном повторении наводок составляет $0,02-0,03$ мм.

Фотографический метод измерения рабочих расстояний. Определение рабочих расстояний фотографическим методом осуществ-

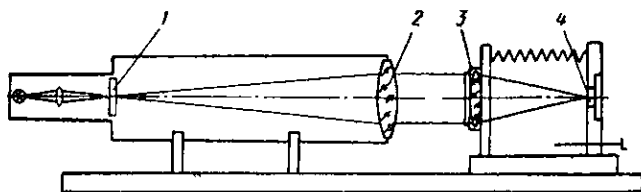


Рис. 130. Схема точной фотокамеры

вляется в специальной точной фотокамере (рис. 130), в которой известно расстояние от посадочного торца под контролируемый объектив до фотослоя. В камере также предусмотрена возможность изменения этого расстояния на вполне определенные величины.

Камеру устанавливают перед коллиматором и выполняют ряд снимков миры 1, расположенной в фокальной плоскости объектива коллиматора 2, при разных расстояниях от опорного торца испытуемого объектива 3 до фотослоя 4. Затем определяют, какому расстоянию соответствует наибольшая разрешающая сила. Это расстояние принимают за рабочее расстояние объектива.

Интерференционный метод измерения рабочих расстояний по методу Коломийцова Ю. В. Интерференционный метод определения рабочих расстояний разработан Ю. В. Коломийцовым на основе схемы интерферометра Тваймана.

Принципиальная схема установки представлена на рис. 131. Источник света 6 освещает точечную диафрагму 5, расположенную в фокальной плоскости объектива 4 коллиматора. После коллиматора параллельный пучок лучей отражается от зеркала 3 и попадает на разделительное полупрозрачное зеркало 2. Одна часть пучка, отразившись от разделительного зеркала, проходит

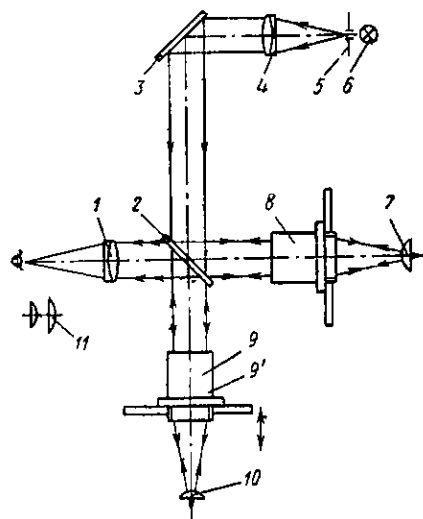


Рис. 131. Схема интерферометра для измерения рабочих расстояний объективов

через объектив 8, отражается от сферического зеркала 7, вновь проходит через объектив 8, разделительное зеркало 2 и попадает в объектив 1 и далее в глаз наблюдателя. Возвращающийся из объектива 8 пучок света будет параллельным, если задний фокус объектива 8 совпадает с центром кривизны зеркала 7. Вторая часть пучка проходит разделительное зеркало 2, далее через эталонный объектив 9, отражается от сферического зеркала 10, вновь проходит объектив 9, отражается от зеркала 2 и попадает через объектив 1 в глаз наблюдателя.

Выходящий из объектива 9 пучок будет параллельным, если задний фокус объектива 9 совпадает с центром кривизны зеркала 10. Поскольку оба пучка исходят из одного источника света,

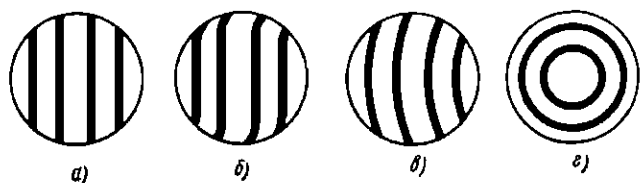


Рис. 132. Вид интерференционной картины в интерферометре, предназначенном для измерения рабочих расстояний

то они будут интерферировать друг с другом и тогда в зависимости от разности хода между ними наблюдатель увидит либо свет, либо темноту. При небольшом смещении центра кривизны одного из зеркал 7 или 10 перпендикулярно осям падающих на них пучков, наблюдатель увидит ряд прямых полос (рис. 132, а). Аберрации объективов 8 и 9 компенсируют друг друга, но так как объективы не могут быть вполне одинаковыми, то полосы будут слегка искривлены к краям поля (рис. 132, б). При смещении объектива 9 вверх или вниз от ранее указанного положения выходящий из него пучок лучей будет непараллельным, в результате чего наблюдаемые полосы перейдут в дуги (рис. 132, в), а при большом смещении в кольца (рис. 132, г).

Процесс измерения рабочего расстояния заключается в следующем: установив эталонный объектив 9 так, чтобы получалась картина, соответствующая рис. 132, б, заменяют его контролируемым объективом 9'. Если рабочие расстояния контролируемого и эталонного объективов не равны друг другу, то в поле зрения будет видна картина, соответствующая рис. 132, в или г. Тогда смещением объектива 9' (см. рис. 131) вдоль его оси добиваются получения первоначальной картины (рис. 132, б).

Перемещение объектива 9' определит разницу между рабочими расстояниями эталонного и контролируемого объективов.

Окуляр 11 применяют при юстировке установки для совмещения фокусов объективов с центрами кривизны зеркал.

По экспериментальным данным точность измерений этим методом объективов с относительными отверстиями 1 : 3,5 и больше

составляет 0,01—0,02 мм и зависит от качества коррекции объективов.

Фотоэлектрический метод измерения рабочих расстояний. Метод основан на гармоническом анализе оптического изображения (см. гл. VII) и заключается в определении плоскости наилучшего контраста для переменного светового сигнала с частотой, близкой к фотографической разрешающей силе контролируемого объектива.

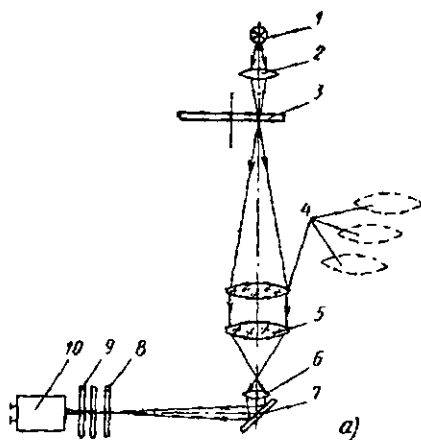


Рис. 133. Фотоэлектрическая установка для измерения рабочих расстояний объективов:

а — схема; б — внешний вид

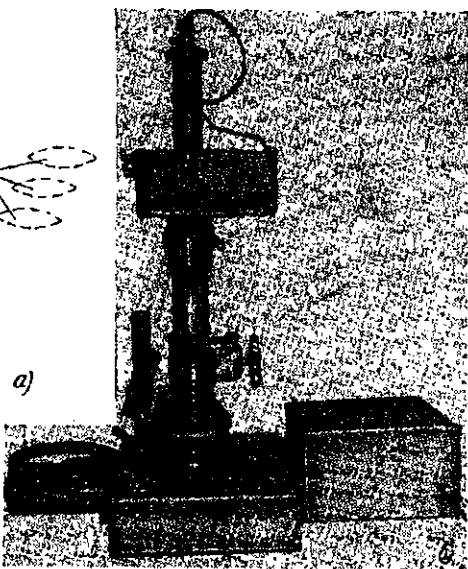


Схема установки, разработанной Е. И. Диканем и К. И. Ануфриевым, представлена на рис. 133, а, а общий вид установки изображен на рис. 133, б.

В приведенной схеме свет от источника 1 собирается конденсором 2 на вращающейся радиальной мири 3, расположенной в фокальной плоскости коллиматорного объектива 4. После коллиматора параллельный пучок света поступает в контролируемый объектив 5 и образует в его фокальной плоскости изображение участка радиальной миры. Это изображение переносится микрообъективом 6 и зеркалом 7 в увеличенном виде на сканирующую щель 8. Далее свет, пройдя корригирующий светофильтр 9, поступает на фотоумножитель 10. Светофильтр 9 приводит спектральную кривую чувствительности фотоумножителя к спектральной кривой чувствительности фотоматериала.

При вращении радиальной миры на фотоумножитель падает световой поток, изменяющийся по величине соответственно распределению освещенности в изображении штрихов миры.

Переменная составляющая электрического сигнала, полученная на выходе фотоумножителя, поступает на усилитель и затем на отсчетное устройство типа гальванометра, осциллографа и т. п.

Процесс измерений заключается в следующем. На объективодержатель установки помещают эталонный объектив с заранее известным рабочим расстоянием, определенным фотографическим путем. Включают механизм вращения радиальной миры и, перемещая с помощью микрометричной подачи микрообъектив, добиваются максимального отклонения стрелки гальванометра или наибольшего отклонения электронного луча на экране осциллографа.

Зафиксировав при этом положение микрообъектива на установке с помощью связанного с ним индикатора, заменяют эталонный объектив на контролируемый и повторяют наводку вновь. Разность показаний индикатора при наводках микрообъектива на плоскости наилучшего контраста эталонного и контролируемого объектива определяет разность их рабочих расстояний.

Установка рассчитана на измерение рабочих расстояний объективов с фокусными расстояниями от 10 до 100 мм.

Для получения частоты модуляции светового потока, близкой к величине разрешающей силы контролируемого объектива, в установке используют четыре коллиматорных объектива разных фокусных расстояний и кроме того предусмотрено перемещение радиальной миры в плоскости, перпендикулярной к оси установки. При этом в ход лучей могут быть последовательно введены области радиальной миры, расположенные на различных расстояниях от ее центра.

Необходимое расстояние r от оси вращения радиальной миры до оптической оси установки можно рассчитать по формуле

$$r = \frac{f'_k}{f'_0} \cdot \frac{n}{2\pi N},$$

где f'_k — фокусное расстояние коллиматорного объектива;
 f'_0 — фокусное расстояние контролируемого объектива;
 n — число одноименных (белых или черных) секторов радиальной миры;
 N — фотографическая разрешающая сила в центре поля зрения контролируемого объектива (число линий на 1 мм).

Точность измерения рабочих расстояний, определенная экспериментальным путем, составляет 0,01—0,015 мм для объективов с относительным отверстием 1 : 3,5 и более.

2. Измерение оптических характеристик телескопических систем

Телескопическая система характеризуется следующими основными параметрами: увеличением, полем зрения, размерами и расположением зрачка выхода, пропусканием и светорассеянием.

В телескопической системе видимое, линейное и угловое увеличения являются постоянными величинами и связаны друг с другом следующей зависимостью:

$$\Gamma = \gamma = \frac{1}{\beta} = \frac{D_{\text{зр. вх}}}{D_{\text{зр. вых}}} = \frac{\text{tg } \omega'}{\text{tg } \omega}, \quad (66)$$

где Γ — видимое увеличение;
 γ — угловое увеличение;
 β — линейное увеличение;
 $D_{\text{зр. вх}}$ — диаметр зрачка входа;
 $D_{\text{зр. вых}}$ — диаметр зрачка выхода;
 2ω — угол поля зрения в пространстве предметов;
 $2\omega'$ — угол поля зрения в пространстве изображения.

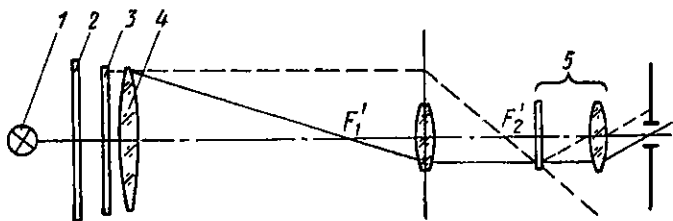


Рис. 134. Схема измерения видимого увеличения телескопической системы по линейному увеличению

Существует несколько методов измерения увеличения, основанных на использовании формулы (66).

Измерение увеличения по линейному увеличению. Схема измерения представлена на рис. 134. Стекланную масштабную шкалу 3 помещают вблизи объектива 4 испытуемой телескопической системы. Изображение этой шкалы получается недалеко от зрачка выхода системы. Для определения увеличения измеряют величину этого изображения с помощью диаметра 5, представляющего собой лупу, в фокальной плоскости которой установлена сетка.

При измерении к наружному торцу окуляра прижимают тубус диаметра и, передвигая в нем трубку с лупой и сеткой, совмещают сетку диаметра с изображением шкалы 3. Измерив величину изображения, находят видимое увеличение телескопической системы по формуле

$$\Gamma = \frac{1}{\beta} = \frac{N_1 m_1}{N_2 m_2},$$

где N_1 — число целых делений стеклнной масштабной шкалы;
 m_1 — цена одного деления масштабной шкалы в мм;
 N_2 — число делений шкалы диаметра, укладываемых в N_1 делениях стеклнной шкалы;
 m_2 — цена одного деления шкалы диаметра.

Стеклоплатная масштабная шкала может быть заменена круглой или прямоугольной диафрагмами, размеры которых заранее известны. Диафрагма или шкала должны быть освещены дневным рассеянным светом или электролампой I через молочное или матовое стекло 2.

При измерении линейного увеличения положительных телескопических систем используются динаметры Рамсдена или Чапского. При измерении увеличения отрицательных систем применяется динаметр Чапского.

Измерение видимого увеличения по угловому увеличению. Для определения видимого или углового увеличения можно ис-

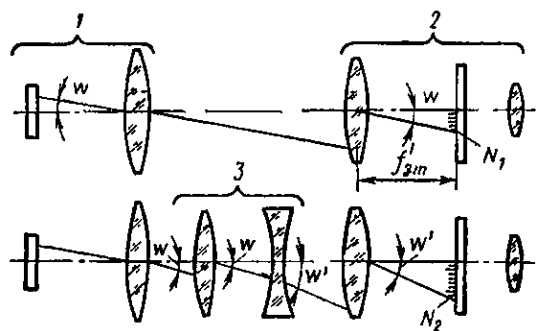


Рис. 135. Схема измерения видимого увеличения телескопической системы по угловому увеличению

пользовать установку, состоящую из коллиматора I и зрительной трубы 2 с сеткой (рис. 135). Измерения на установке выполняют в следующей последовательности. Предварительно зрительную трубу 2 визируют на коллиматор I и замечают, сколько делений N_1 по шкале трубы занимает изображение одного или нескольких делений шкалы коллиматора. Затем между коллиматором и зрительной трубой помещают испытуемую систему 3 и вновь замечают, сколько делений N_2 по шкале зрительной трубы занимает изображение того же деления (или несколько делений) шкалы коллиматора.

Отношение N_2/N_1 определяет угловое или видимое увеличение телескопической системы.

2. Измерение поля зрения телескопических систем

Измерение поля зрения телескопической системы можно осуществить несколькими методами.

Измерение поля зрения с помощью широкоугольного коллиматора. Схема измерений показана на рис. 136. В фокальной плоскости объектива коллиматора I расположена шкала с двумя взаимно перпендикулярными рядами делений, оцифровка делений которой выполнена в угловой мере.

За объективом широкоугольного коллиматора устанавливают контролируемую систему 2 так, чтобы центр ее поля зрения совпал с центром перекрестия шкалы коллиматора. Наблюдая в контролируемую систему, замечают, какие деления шкалы коллиматора еще видны на краях поля зрения контролируемой системы.

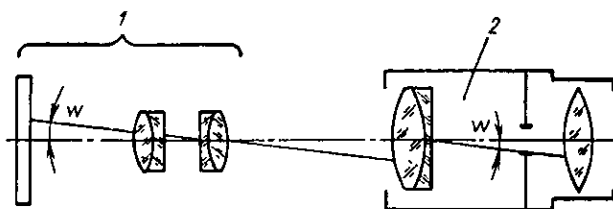


Рис. 136. Измерение поля зрения телескопической системы с помощью широкоугольного коллиматора

Расстояние между этими делениями, выраженное в угловой мере, и определяет поле зрения контролируемой системы.

При проверке отрицательной телескопической системы (труба Галилея) необходимо учесть следующее.

1. Поле зрения такой системы резко не ограничено и освещенность изображения на краю постепенно падает, поэтому

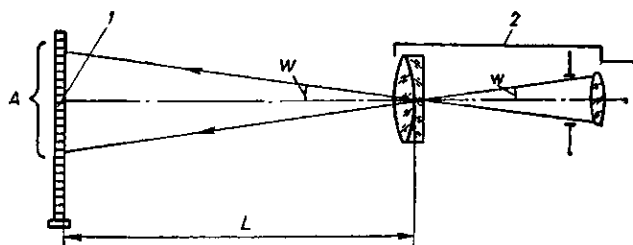


Рис. 137. Измерение поля зрения телескопической системы с помощью рейки

определение края поля, а следовательно, и величины поля зрения такой системы несколько условно. В этом случае рекомендуется применять специальные устройства, позволяющие определять зависимость падения освещенности от величины угла поля зрения.

2. В отрицательных телескопических системах полевой диафрагмой служит в большинстве случаев оправа объектива, поэтому диаметр объектива коллиматора должен быть больше диаметра контролируемой системы, в противном случае объектив коллиматора ограничит поле зрения контролируемой системы.

Измерение поля зрения по рейке. Схема измерений показана на рис. 137. Перед контролируемой системой 2 устанавливают рейку 1 с делениями на таком расстоянии, при котором деления

рейки будут видны в системе 2 резко и без заметного на глаз параллакса.

Саму систему располагают так, чтобы ее визирная ось была примерно горизонтальна. Зная расстояние между делениями рейки, видимыми на краях поля зрения контролируемой системы, и измерив расстояние от рейки до системы 2, определяют угол поля зрения

$$2\omega = 2 \operatorname{arctg} \frac{A}{2L},$$

где A — расстояние между делениями рейки, видимыми на краях поля зрения;

L — расстояние между рейкой и контролируемой системой 2.

Измерение поля зрения по местным предметам. Для измерения поля зрения по местным предметам устанавливают контролируемую систему у открытого окна или прямо на местности и, наблюдая в нее, замечают, какие местные предметы видны на краях поля зрения. Затем вместо контролируемой системы устанавливают какой-либо угломерный прибор, например теодолит, стереотрубу или буссоль, и измеряют угол между замеченными ранее местными предметами.

3. Измерение диаметра зрачка выхода телескопической системы и его удаления

Измерения выполняют с помощью динаметров Рамсдена или Чапского. На рис. 138, а показано устройство динаметра Рамсдена. Динаметр представляет собой трубку 3, вставленную в тубус 1. В трубке 3 укреплен стеклянная шкала 2, внутри нее есть резьба, по которой передвигается лупа 4 в оправе для фокусировки ее на шкалу. На цилиндрическую поверхность трубки 3 нанесены деления с интервалом 1 мм. По этим делениям отсчитывают расстояние от опорного торца тубуса 1 до стеклянной шкалы динаметра.

Для измерения диаметра зрачка выхода телескопической системы и удаления его от наружного края окуляра предварительно фокусируют лупу динаметра на резкое изображение его шкалы. Затем, осветив объектив системы рассеянным светом и прижимая тубус динаметра к наружному краю оправы окуляра телескопической системы, передвигают трубку 3 внутри тубуса 1 до тех пор, пока не будет резко виден в лупу зрачок выхода системы.

Зрачок выхода обычно имеет вид светлого полного круга или круга, несколько срезанного с одной или двух сторон (если контролируемая система имеет призмы).

Далее по шкале динаметра измеряют диаметр зрачка выхода, а по шкале, нанесенной на трубке, отсчитывают расстояние от торца окуляра контролируемой системы до ее зрачка выхода.

В динаметре Чапского (рис. 138, б) в отличие от динаметра Рамсдена впереди шкалы помещен объектив. Этот объектив расположен так, что стеклянная шкала динаметра оказывается на двойном фокусном расстоянии от объектива. Следовательно, в плоскости стеклянной шкалы динаметра будут резко видны предметы, находящиеся на двойном фокусном расстоянии от объектива динаметра.

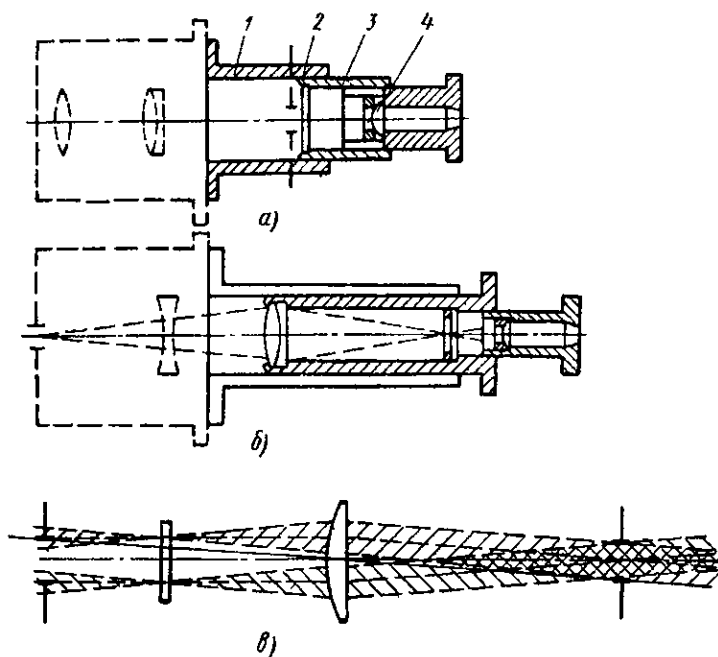


Рис. 138. Схема динаметров Рамсдена и Чапского

Главное преимущество динаметра Чапского — это возможность измерений размеров зрачка выхода, находящегося внутри телескопической системы. Это имеет место, например, в трубе Галилея, если ее рассматривать независимо от глаза, где зрачком выхода системы служит изображение ее объектива через окуляр, расположенное между окуляром и объективом телескопической системы.

В заднем фокусе лупы в обоих динаметрах располагают небольшую диафрагму, которая создает телецентрический ход лучей в пространстве изображений (рис. 138, в). Поэтому незначительные ошибки в фокусировке динаметра на резкое изображение зрачка выхода контролируемой системы не сказываются на точности измерений.

Измерение полезного пропускания телескопических приборов выполняют на установке, подобной универсальному фотометру типа ИФТ-15А. Схема установки представлена на рис. 139.

Во входное отверстие исследуемого телескопического прибора 3 направляется параллельно его оптической оси пучок лучей, выходящих из коллиматорного объектива фотометра. В фокальной плоскости объектива 2 коллиматора находится точечный источник света, как правило, круглое отверстие в непрозрачной диафрагме 1, освещенное лампой накаливания. За исследуемым прибором с помощью дополнительной короткофокусной линзы 4

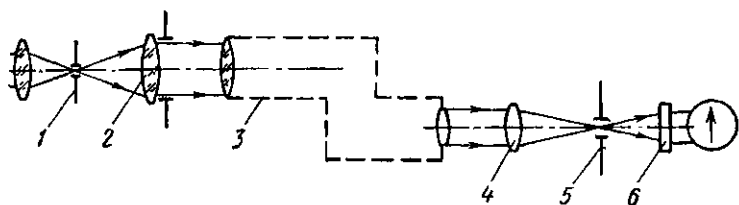


Рис. 139. Схема установки для измерения коэффициента светопропускания телескопических систем

или с помощью продольного перемещения окуляра прибора получают изображение точечного источника света. Ограничительную диафрагму 5 устанавливают так, чтобы ее отверстие было концентрично изображению источника света. Диаметр отверстия выбирают так, чтобы через него свободно проходил световой поток, образующий изображение точечного источника света (в том числе лучи, образующие в изображении точечного источника дифракционные и абберационные кольца, ореолы, каемки), а световой поток, нерегулярно прошедший через прибор и образующий фон вокруг изображения, должен быть задержан. Световой поток, прошедший через отверстие ограничительной диафрагмы, воспринимается светочувствительным приемником 6, фототок которого регистрируется гальванометром. Затем фотоприемник устанавливают перед входным отверстием контролируемого прибора и регистрируют показания гальванометра, пропорциональные световому потоку, вошедшему в контролируемый прибор. Коэффициентом полезного пропускания τ_n телескопического прибора называют отношение выходящего из прибора светового потока Φ_n , создающего изображение малого светящегося предмета, к световому потоку Φ_0 , входящему в прибор, от этого предмета:

$$\tau_n = \frac{\Phi_n}{\Phi_0}.$$

Значение коэффициента полезного пропускания τ_n , получаемое как отношение показаний гальванометра N_n и N_0 , где $N_n =$

$= K_n \Phi_n$ и $N_0 = K_0 \Phi_0$, вычисляя с учетом поправок K_n и K_0 , учитывающих нелинейность показаний измерительной пары фотоприемник—гальванометр.

Измерение полезного пропускания телескопических наблюдательных приборов, таких, как бинокли, стереотрубы, дальномеры и другие, выполняют с помощью селенового фотоэлемента, относительное распределение спектральной чувствительности которого приведено к среднему глазу наблюдателя. Коррекция характеристики спектральной чувствительности фотоэлемента достигается с помощью двухкомпонентного светофильтра, состоя-

щего из плоскопараллельной стеклянной пластины из стекла марки ЖЗС18 толщиной 2 мм и стекла марки ЗС8 толщиной 2 мм. Степень достигнутого приближения спектральной характеристики 1 селенового фотоэлемента к кривой 2 спектральной чувствительности глаза показана на рис. 140.

Сложные телескопические системы, включающие в себя разделительные призмы, зеркала, многолинзовые объективы, не-

избежно имеют некоторую избирательность в пропускании лучей различной длины волны. Избирательность полезного пропускания телескопического прибора приводит к окрашенности поля зрения, что в ряде случаев затрудняет работу наблюдателя и может явиться источником ошибок, например в дальномерных устройствах, основанных на сопоставлении изображений двух оптических каналов, а также при регистрации световых потоков, выходящих из телескопической системы, посредством фотоэлектрических приемников. Поэтому спектральную избирательность пропускания телескопических систем в ряде случаев нормируют и в лабораторной практике возникает необходимость измерения спектрального пропускания телескопического прибора. Как правило, спектральная характеристика пропускания телескопической системы описывается достаточно плавной кривой, а потому нет необходимости предъявлять высокие требования к монохроматичности источников излучения, применяемых при измерениях. Чистота спектра 8—10 им вполне удовлетворительна для этих измерений. Спектральный коэффициент полезного пропускания вычисляют по формуле

$$\tau_n(\lambda) = f(\lambda) = \frac{\Phi_n(\lambda)}{\Phi_0(\lambda)}.$$

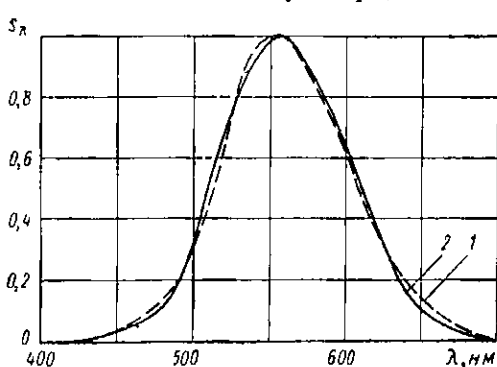


Рис. 140. Спектральные характеристики чувствительности глаза и исправленного селенового фотоэлемента

Измерения выполняются с помощью описанной установки с фотометром типа ИФТ-15А, в котором между отверстием фокальной диафрагмы и конденсором осветителя предусмотрены турель с набором сменных интерференционных светофильтров или карман. Это позволяет осуществлять установку нужных для измерения светофильтров. Юстировку контролируемого прибора на установке следует проводить в «белом» свете, без интерференционных светофильтров, выбор фотоприемника в этом случае обусловлен заданной для измерений областью спектра. Относительная погрешность измерения полезного пропускания составляет 3—5%.

5. Измерение коэффициента светораспределения

Качество изображения, создаваемого оптической системой, тем совершеннее, чем точнее сохранено в нем соотношение яркостей (контраст), существующее между отдельными точками изображаемого предмета. В реальных оптических системах контраст изображения уменьшается из-за дифракционных явлений, наличия аберраций оптической системы и попадания на изображение постороннего света, являющегося частью всего прошедшего через оптическую систему светового потока, но не участвующего в построении изображения предмета.

Источниками постороннего света в оптической системе являются сами оптические поверхности благодаря частичному отражению от них света даже при условии их тщательного просветления, а также выколки, царапины, пузыри, свили, следы недоводки, плохо закрашенные грани линз, боковые грани призм и внутренние поверхности механических оправ прибора из-за отражения или отклонения ими лучей света от заданного расчетного хода.

Свойство оптической системы создавать постороннюю засветку в плоскости основного изображения называется светорассеянием и характеризуется величиной коэффициента светорассеяния, строго нормируемой для большинства оптических приборов.

Влияние светорассеяния оптической системы на качество изображения зависит от условий, в которых эксплуатируется прибор, и особенно возрастает, если прибор подвержен круговой засветке, например, от фона неба или освещенного солнечным светом снежного покрова, на котором находится рассматриваемый предмет, или от яркого постороннего источника света, даже если он не находится в поле зрения прибора.

Коэффициентом светорассеяния оптической системы называется отношение яркости B_1 создаваемого системой изображения абсолютно черного, несамосветящегося предмета, расположенного на широком, равномерно ярком фоне, обеспечивающем рав-

номерную вращающуюся (в пределах полусферы) засветку входного отверстия прибора, к яркости B_2 изображения фона:

$$R = \frac{B_1}{B_2}. \quad (67)$$

Лабораторная установка для измерения коэффициента светорассеяния оптических систем воспроизводит наиболее жесткие условия эксплуатации оптических приборов. Перед оптической системой устанавливают черный (не отражающий свет) предмет на фоне равномерно освещенного яркого белого экрана, создающего круговую засветку в пределах полусферы. Оптическая

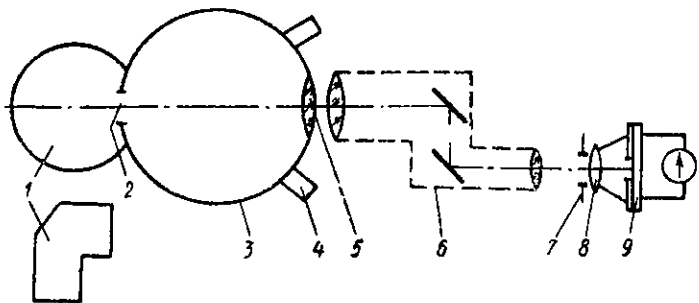


Рис. 141. Схема установки для измерения светорассеяния телескопических систем

система образует изображение черного предмета на белом ярком поле.

Если бы оптическая система не имела светорассеяния, в изображение предмета не попал бы ни один луч света и это изображение действительно было бы «черным». В действительности из-за светорассеяния, создаваемого оптической системой, в изображение предмета попадает какая-то часть светового потока.

Если в плоскости изображения поместить достаточно чувствительный приемник излучения, то доля рассеянного оптической системой света может быть измерена.

Описанный принцип измерения светорассеяния осуществлен на установке с шаровым коллиматором, схема которой представлена на рис. 141.

Круговая засветка входного отверстия исследуемого прибора $б$ создается ярко освещенной белой внутренней поверхностью полого шара $з$ через отверстие в его стенке, в котором установлен коллиматорный объектив 5 с фокусным расстоянием, примерно равным диаметру шара. На оптической оси объектива в противоположной стенке шара находится отверстие 2 , диаметр которого может быть изменен с помощью сменных кольцеобразных диафрагм; позади отверстия расположена светоловушка, выполненная в форме шара 1 или колена, окрашенного внутри черной глу-

бокоматовой эмалью. Таким образом, отверстие 2 совместно с светоловушкашкой имитирует черный предмет (черное тело). Внутренняя полость шара освещена источниками света 4, в качестве которых используются лампы накаливания или люминесцентные лампы дневного света. Яркость стенок внутренней полости шара удобно регулировать с помощью жалюзийных задвижек, расположенных перед источниками света.

В плоскости изображения черного предмета, образуемого исследуемым прибором 6 (или дополнительной, находящейся за окуляром прибора короткофокусной линзой 8), устанавливают диафрагму 7 и фотоэлемент 9, размеры светочувствительной поверхности которого должны быть несколько меньше (~на 10%) размеров изображения черного предмета. Показания гальванометра с учетом поправок на линейность измерительной пары будут пропорциональны яркости B_1 изображения черного предмета. Затем отверстие в задней стенке шара закрывают пробкой, окрашенной той же краской, что и внутренняя полость шара. При неизменном положении исследуемого прибора и фотоэлемента показание гальванометра с учетом поправок будет пропорционально яркости B изображения стенок шара. Коэффициент светорассеяния исследуемого прибора вычисляется по формуле (67).

При измерении коэффициента светорассеяния исследуемый прибор, обращенный объективом к коллиматорному объективу шара, устанавливают симметрично относительно него и возможно ближе к нему, так чтобы обеспечить засветку в пределах возможно большего телесного угла. Центр изображения черного отверстия в задней стенке шара должен быть приведен в центр поля зрения прибора, диаметр коллиматорного объектива должен быть больше или в крайнем случае равен диаметру входного отверстия исследуемого прибора. Фокусное расстояние дополнительной линзы можно рассчитать заранее по приближенной формуле

$$f' = \frac{3438D}{\Gamma\alpha},$$

где D — диаметр светочувствительной поверхности приемника излучения в мм;

Γ — угловое увеличение исследуемого прибора;

α — угловой размер черного отверстия в шаре за коллиматорным объективом, выраженный в мин.

При измерении коэффициента светорассеяния телескопических приборов малого и среднего увеличения (2,5—40×) обычно придерживаются следующих условий испытаний: угловой размер черного отверстия в шаре составляет 60', диаметр отверстия диафрагмы, помещаемой в плоскости выходного зрачка прибора, 7 мм.

В качестве приемника излучения при измерении светорассеяния используют селеновые фотоэлементы и фотоумножители, когда измеряемые световые потоки малы. Главные источники рассеян-

ного света в оптическом приборе обнаруживаются при рассмотрении выходного зрачка прибора и окружающей его области. Изображения источников светорассеяния представляются в виде более или менее ярких деталей на темном фоне. При этом зрачок глаза наблюдателя следует поместить за окуляром исследуемого прибора внутри конуса лучей, исходящих из черного отверстия шара. Эти изображения также можно рассматривать в лупу небольшого увеличения (3—6×). Источники рассеянного света в приборе можно зафиксировать с помощью фотокамеры, снабженной насадочной линзой, которая позволяет произвести фокусировку камеры на плоскость выходного зрачка прибора. Объектив фотокамеры диафрагмируется для получения достаточной глубины; действующее отверстие объектива фотокамеры должно быть полностью перекрыто изображением черного отверстия шара.

При оценке светорассеяния оптического прибора следует помнить, что величина измеренного коэффициента светорассеяния зависит от условий, в которых выполнено измерение: прежде всего от угловых размеров черного отверстия, диаметра отверстия диафрагмы, устанавливаемой в плоскости выходного зрачка прибора, погрешности, вносимой коллиматорным объективом установки, расстояния между входным отверстием прибора и коллиматорным объективом шара. При сохранении постоянства указанных условий и достаточной чувствительности приемника относительная погрешность измерения коэффициента светорассеяния составляет 5—7%.

3. Измерение оптических характеристик фотографических систем

1. Определение размеров зрачка входа и проверка шкалы относительных отверстий

Визуальный метод. Чаще всего зрачок входа фотографического объектива измеряют с помощью универсального, инструментального или иного микроскопа, в котором обеспечено перемещение всего микроскопа или предметного столика с проверяемым объективом в направлении, перпендикулярном к оси микроскопа. Контролируемый объектив помещают на столик микроскопа так, чтобы зрачок входа объектива был обращен к микроскопу. Объектив освещают рассеянным светом снизу, т. е. со стороны зрачка выхода объектива. Для нахождения зрачка входа фокусируют микроскоп на изображение ирисовой диафрагмы объектива, предварительно уменьшив ее диаметр, затем, полностью открыв диафрагму, совмещают перекрестие микроскопа с изображением одного из ее краев. Далее опять перемещают

микроскоп вдоль диаметра объектива до совмещения перекрестия с изображением другого края диафрагмы.

В обоих положениях микроскопа снимают отсчет по шкале перемещения. Разность этих отсчетов определяет величину диаметра зрачка входа. Если перемещать не микроскоп, а его предметный стол с проверяемым объективом, то процесс измерения остается таким же, только отсчеты снимают по шкале, связанной с предметным столиком микроскопа.

Для нахождения максимального относительного отверстия у объектива одним из описанных выше способов необходимо измерить фокусное расстояние; тогда относительное отверстие определяется как отношение диаметра зрачка входа к фокусному расстоянию объектива. Аналогичным образом, изменяя диаметр апертурной диафрагмы, можно проверить всю шкалу относительных отверстий.

При измерениях объектив микроскопа выбирают таким, чтобы его рабочее расстояние было больше расстояния от торца наружной оправы контролируемого объектива до его зрачка входа.

Фотоэлектрический метод. Для измерения диаметра зрачка входа и геометрических относительных отверстий объективов разработан фотоэлектрический метод измерений. Он основан на сравнении фототоков, возникающих в цепи электроинного умножителя при попадании на него световых потоков, прошедших в одном случае через контролируемый объектив, в другом через контролируемый объектив и калибровочную диафрагму.

Схема установки показана на рис. 142, а, а внешний вид прибора — на рис. 142, б.

Как видно из рис. 142, а, свет от источника 1 собирается конденсором 2 на отверстие 3, расположенное в фокальной плоскости коллиматорного объектива 4.

После коллиматора параллельный пучок света проходит через сменную калибровочную диафрагму 5, собирается в фокальной плоскости контролируемого объектива 6, установленного в держателе 7, и далее попадает в отверстие интегрирующего фотометрического шара 9, в стенке которого укреплен фотоумножитель 8.

Отсчет фототоков выполняют либо по микроамперметру, либо по гальванометру.

Процесс измерений заключается в определении величин двух фототоков: одного I_1 , вызванного световым потоком, прошедшим через испытуемый объектив, и второго I_2 , вызванного фототоком, прошедшим через контролируемый объектив и калибровочную диафрагму 5.

Размер калибровочной диафрагмы предварительно выбирают равным размеру зрачка входа, рассчитанному исходя из номинальных значений относительного отверстия и фокусного расстояния контролируемого объектива, и окончательно устанавливают

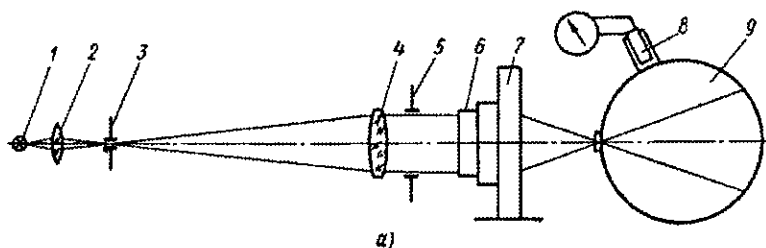
в процессе измерений таким, чтобы фототок I_2 отличался от фототока I_1 не более чем на 10—15%, причем $I_2 \leq I_1$.

Диаметр зрачка входа контролируемого объектива определяют по формуле

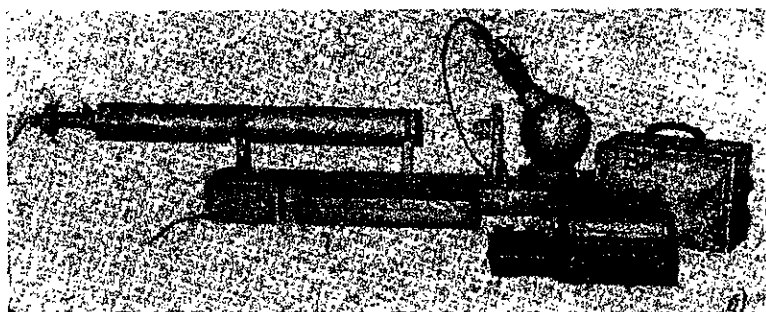
$$D_{\text{вх}} = D_{\text{к}} \sqrt{\frac{I_1}{I_2}}, \quad (68)$$

где $D_{\text{вх}}$ — диаметр зрачка входа;

$D_{\text{к}}$ — диаметр калибровочной диафрагмы.



а)



б)

Рис. 142. Фотозлектрический метод измерения геометрических относительных отверстий:

а — схема; б — общий вид

Определив диаметр зрачка входа и измерив фокусное расстояние объектива каким-либо из ранее описанных методов, находят полное геометрическое относительное отверстие объектива.

Аналогичным методом, изменяя диаметр ирисовой диафрагмы в объективе, можно проверить всю шкалу относительных отверстий.

Одно из преимуществ данного способа измерений зрачка входа заключается в том, что на результаты измерений не влияют отступления апертурной диафрагмы от круглой формы: действительно, в реальных объективах апертурная диафрагма представляет собой не круглое, а многогранное отверстие. В этом случае

на установке будет определен диаметр круга, эквивалентный по площади действующему зрачку входа. Для определения точности измерения прологарифмируем и продифференцируем формулу (68):

$$\frac{dD_{\text{вх}}}{D_{\text{вх}}} = \frac{1}{2} \left(\frac{dI_1}{I_1} + \frac{dI_2}{I_2} \right) + \frac{dD_{\text{к}}}{D_{\text{к}}}.$$

Поскольку диаметры калибровочных диафрагм можно измерить с большой точностью, то общая погрешность измерений будет связана с погрешностями в определении фототоков I_1 и I_2 . Точность измерений I_1 и I_2 зависит от их абсолютной величины, точности отсчетного устройства, колебания силы тока в электросети и других факторов.

Практически установлено, что погрешность измерений диаметров зрачков входа фотоэлектрическим методом составляет 1—3% измеряемой величины.

2. Определение эффективного относительного отверстия

Современные фотографические объективы имеют до десяти и более поверхностей, граничащих с воздухом, общие потери в результате отражения и поглощения света в ряде систем достигают 25—30%.

Освещенность изображения, создаваемая объективами, зависит от их геометрических относительных отверстий и потерь света в оптических схемах. Для упрощения экспонетрических расчетов введено понятие эффективного относительного отверстия объектива, учитывающее фактические потери на отражение и поглощение в оптических деталях. Эффективным относительным отверстием объектива ($1:n_s$) называется относительное отверстие ($1:n$) идеального объектива, имеющего коэффициент пропускания τ , равный единице, и создающего такую же, как и данный объектив, среднюю освещенность в пределах оговоренной для данного типа объектива части площади, расположенной в центре поля изображения.

Шкалу эффективных относительных отверстий маркируют для диафрагм любой формы (прямоугольных, звездообразных, неправильной формы) как знаменатель дроби, выражающей отношение диаметра круга, площадь которого равна площади действующего отверстия диафрагмы, к фокусному расстоянию объектива.

Величину n_s определяют по формуле

$$n_s = \frac{n}{\sqrt{\tau}}, \quad (69)$$

где τ — коэффициент пропускания объектива, определяемый как отношение светового потока, пропускаемого объективом в пределах площади поля изображения, оговоренной для данного объектива, к световому потоку, пропускаемому идеальным объективом с таким же относительным отверстием и в тех же условиях.

Таким образом, $\tau = f(n)$ определяется экспериментально для каждого типа объектива. Расчетная шкала эффективных относительных отверстий, вычисленная по формуле (69), является первым приближением к действительным значениям, она подлежит корректировке по результатам экспериментальной проверки. Метод измерений основан на сравнении светового потока, пропускаемого объективом на центральную площадку в его фокальной плоскости, со световым потоком, пропускаемым на ту же площадку идеальным объективом, имеющим коэффициент пропускания, равный единице.

В качестве источника освещения принимается протяженный равномерный по яркости источник света, а в качестве идеального объектива используются калибровочные диафрагмы, соответствующие принятому ряду относительных отверстий.

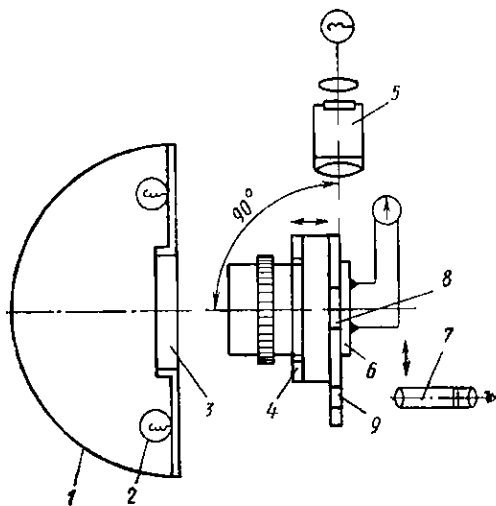


Рис. 143. Схема установки для измерения эффективного относительного отверстия

Схема установки для измерения величины эффективного относительного отверстия представлена на рис. 143.

Осветитель 1 — полусфера, внутренняя поверхность которой окрашена белой краской, освещается лампами накаливания 2, расположенными по кольцу вокруг выходного отверстия 3. Допускаемая неравномерность протяженного источника света составляет 5%.

Объективодержатель 4 расположен на поворотном суппорте и может перемещаться вдоль оптической оси при визуальном совмещении фокальной плоскости объектива с плоскостью измерительной диафрагмы 8 фотозащелки 6. Операцию совмещения фокальной плоскости объектива с плоскостью измерительной диафрагмы выполняют с помощью коллиматора 5 и микроскопа 7. При этом суппорт с объективодержателем поворачивается на угол 90° , турель с фотоприемником перемещается перпендикулярно оптической оси объектива так, что на оси объектива располагается наблюдательный микроскоп 7 с матовым стеклом 9, на которое нанесено перекрестье. Независимым перемещением вдоль суппорта объективодержателя 4 относительно держателя фотоприемника и микроскопа осуществляется совмещение изображения сетки коллиматора 5 с плоскостью перекрестия. Затем микроскоп

заменяют фотоприемником с измерительной диафрагмой и суппорт поворачивают на угол 90° в исходное положение.

Установку градуируют с помощью калибровочных диафрагм. При градуировке установки перед фотоприемником устанавливают оправу со смежными калибровочными диафрагмами (испытываемый объектив при этом отсутствует). Калибровочные диафрагмы располагают на расстоянии L от измерительной диафрагмы. Диаметр калиброванного отверстия вычисляется по формуле

$$D = 2L \operatorname{tg} u',$$

где $u' = \operatorname{arcsec}(2n_s)$ — половина апертурного угла калибровочной диафрагмы.

Проверка или разметка шкалы эффективных относительных отверстий объектива выполняется путем сопоставления показаний N_k фотоприемника, полученных при градуировке установки с помощью калибровочных диафрагм и показаний N_n фотоприемника, измеряющего освещенность в фокальной плоскости объектива. При контроле шкалы значение проверяемого относительного отверстия устанавливается по шкале относительных отверстий объектива оператором. Величину погрешности действующего эффективного относительного отверстия вычисляют как

$$\Delta S = \frac{E_k - E_n}{E_k},$$

где E_k — освещенность фотоприемника при установленной калибровочной диафрагме;

E_n — освещенность фотоприемника за объективом с проверяемым относительным отверстием.

Значения освещенностей E_k и E_n определяют как величины, пропорциональные N_k и N_n — показаниям фотоприемника с учетом поправочных коэффициентов, определяемых при градуировке измерительной пары.

В качестве фотоприемника в установке применен селеновый фотоэлемент с зеленым светофильтром марки ЗС1 толщиной 2 мм. Светофильтр приводит спектральную характеристику чувствительности селенового фотоэлемента приблизительно к спектральной характеристике зеленочувствительного слоя цветного негативного фотоматериала.

При разметке шкалы эффективных относительных отверстий объектива оператор поворачивает управляющее кольцо диафрагмы объектива на угол, при котором показания фотоприемника соответствуют показаниям при установленной калибровочной диафрагме. Найденное таким образом положение управляющего кольца фиксируют и на шкалу наносят риску.

При индивидуальной разметке объективов способ обеспечивает точность нанесения шкалы эффективных относительных отверстий 5—7%.

В фотографических системах из-за отсутствия диафрагмы поля зрения наблюдается уменьшение освещенности по полю. За поле зрения фотографической системы принимают диаметр в фокальной плоскости контролируемой системы или соответствующий ему угол, отсчитанный от второй главной точки системы, в пределах которых получается приемлемая фотографическая разрешающая сила с удовлетворительным качеством изображения. При наличии дисторсии этот угол и соответствующий ему угол в пространстве предметов могут быть не равны друг другу.

Величина необходимой разрешающей силы зависит от конкретных условий эксплуатации объектива, в некоторых случаях разрешающая сила должна быть по всему полю не менее 20—40 линий на 1 мм, а иногда, например в широкоугольных объективах, допускается падение разрешающей силы на краях поля до 10—12 линий на 1 мм. Найденное по результатам фотографических испытаний поле зрения в дальнейшем ограничивается размерами кассеты или рамки фотоаппарата; таким образом, фотоаппарат в отличие от фотографической системы имеет вполне определенное поле зрения.

Иногда поле зрения ограничивается допустимым падением освещенности в фокальной плоскости исследуемой системы. Тогда поле зрения определяется фотографированием равномерно освещенного экрана. Для этого контролируемый объектив устанавливают в фотокамере или на специальной оптической скамье (см. гл. VII), его фокальную плоскость совмещают с фотозмульсионным слоем, а освещенный экран располагают впереди, в непосредственной близости от контролируемого объектива. Затем фотографируют экран при различных выдержках для подбора необходимой плотности изображения экрана в центре снимка, эта плотность должна равняться единице.

Полученное изображение микрофотометрируется, поле зрения определяется по диаметру круга, в точках которого падение освещенности по отношению к центру снимка не превосходит заранее обусловленной величины.

4. Измерение коэффициента виньетирования

При прохождении наклонных пучков лучей через объектив наблюдают виньетирование из-за срезания лучей оправками линз и диафрагмами, установленными внутри объектива. Коэффициент виньетирования определяют как отношение площади действующего отверстия зрачка объектива для данного угла поля зрения к его общей площади.

Обычно применение этого метода ограничивается определением отношения горизонтального диаметра действующего отверстия на угле поля зрения к горизонтальному диаметру действующего отверстия на оптической оси, что вполне достаточно для

сравнения фактического виньетирования с расчетным. Измерение виньетирования таким методом выполняют на оптической скамье, состоящей из коллиматора 1, передвижного экрана 2 и объективодержателя 3, который может поворачиваться вокруг вертикальной оси (рис. 144, а).

Глаз 5 наблюдателя помещается в фокальной плоскости контролируемого объектива 4. Если осветить точечную диафрагму, расположенную в фокальной плоскости коллиматора, то глаз,

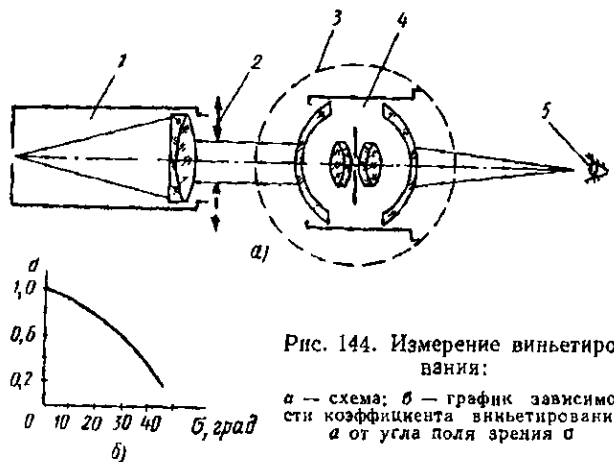


Рис. 144. Измерение виньетирования:

а — схема; б — график зависимости коэффициента виньетирования α от угла поля зрения σ

аккомодированный на объектив, увидит резко освещенный круг, являющийся выходным зрачком объектива, и экран 2. Обычно в качестве экрана используют лезвие ножа; его перемещение, перпендикулярное к оси установки, отсчитывают по шкале.

При определении виньетирования край лезвия последовательно совмещают с краями выходного зрачка объектива. Полученная при этом разность отсчетов по шкале перемещения лезвия определяет размер горизонтального диаметра действующего отверстия объектива. Поворачивая объективодержатель с объективом вокруг вертикальной оси, производят такие же измерения для нескольких углов поля зрения. По результатам замеров строят график зависимости коэффициента виньетирования α от угла поля зрения σ (рис. 144, б).

5. Измерение распределения освещенности по полю изображения

Освещенность точки поля изображения фотографической системы, aberrации которой в плоскости выходного зрачка малы, изменяется с удалением от центра поля по закону

$$E = E_0 K \cos^4 \omega,$$

где E — освещенность в точке поля зрения системы;
 ω — угол, образованный главным лучом, проведенным в точку поля зрения системы с осью системы;
 E_0 — освещенность в центре поля зрения системы;
 K — коэффициент виньетирования.

Этой закономерности подчиняется распределение освещенности по полю изображения подавляющего большинства фотографических и киносъёмочных объективов. Исключение составляют широкоугольные объективы, в которых действует закон косинуса третьей и даже второй степени, приводящий к более равномерному распределению освещенности по полю. Это достигнуто путем использования открытого М. М. Русиновым аберрационного затенения, сущность которого заключается в том, что диаметр входного зрачка системы определяется не только линейным увеличением в зрачках той части объектива, которая расположена перед апертурной диафрагмой, но и ее аберрациями. Аберрации системы рассчитывают так, чтобы диаметр входного зрачка для наклонных пучков системы был больше диаметра входного зрачка для осевого пучка.

Расширение наклонных пучков позволяет увеличить освещенность в краевой зоне поля изображения.

Распределение освещенности по полю изображения измеряют на установке, включающей в себя равномерный источник освещения, излучающий по закону Ламберта. В качестве такого источника используется отверстие шара (см. рис. 141) или полусферы (см. рис. 143). Освещенность изображения измеряют фотоэлектрическим способом — фотоэлементом, перемещающимся в плоскости изображения системы, или методом фотографической фотометрии — путем фотографирования изображения источника освещения на фотоматериал с последующим фотометрированием фотографического изображения.

Фотоэлектрический способ более оперативен, но он непригоден для исследования освещенности по полю изображения ряда объективов, например, группы киносъёмочных объективов, предназначенных для восьмимиллиметровых и шестнадцатимиллиметровых камер. Из-за конечных размеров рабочей площади фотоэлемента (обычно 2—3 мм) измерение на краях кадра при фотоэлектрическом способе также затруднено.

Метод фотографической фотометрии более трудоемок, но универсален и пригоден для контроля распределения освещенности по полю изображения практически любого размера. Фотографическое изображение равномерного источника освещения фотометрируется на микрофотометре или денситометре по диагонали кадра. В фотоматериал вблизи экспонированного кадра впечатывается стандартный сенситометрический клин на сенситометре ФСР-41. Отпечаток клина и экспонированное контролируемым объективом изображение равномерного источника света проявляются одновременно. Плотность полей отпечатка сенситомет-

рического клина измеряют на денситометре ДФЗ-10 и по результатам измерений строят характеристическую кривую почернения фотоматериала (см. рис. 9). Значения измеренных плотностей почернения D по полю изображения контролируемого объектива с помощью характеристической кривой выражаются через экспозицию фотоматериала. Время экспонирования изображения источника освещения задается от экспонометра в виде кратковременной вспышки осветителей шара или полусферы и постоянно по полю изображения. Таким образом, $H_{\omega} = E_{\omega}t$ и $H_0 = E_0t$ — экспозиции для точки поля с углом ω и центра поля зрения соответственно. Распределение освещенности по полю изображения выражается функцией

$$\frac{H_{\omega}}{H_0} = \frac{E_{\omega}}{E_0} = f(\omega).$$

Относительная погрешность измерения распределения освещенности по полю изображения фотоэлектрическим методом составляет 5—7%, для метода фотографической фотометрии 8—10%.

6. Измерение коэффициента пропускания

Интегральный коэффициент пропускания фотографической системы в подавляющем большинстве случаев определяется для точки на оси системы как отношение светового потока, прошедшего систему, к световому потоку, вошедшему в систему. Измерение выполняют с помощью универсального фотометра ИФТ-15А (см. гл. V). В производственных условиях контроль коэффициента пропускания осуществляют в основном для проверки объектива на соответствие расчету. Методика измерения коэффициента пропускания параллельным узким осевым пучком лучей достаточно хорошо соответствует условиям расчета и результаты измерений дают хорошее совпадение с расчетными данными. Измерение коэффициента пропускания оптических систем, имеющих избирательное пропускание по зрачку входа, выполняют для ряда участков площади зрачка входа системы. При этом узкий пучок лучей, выходящих из коллиматора параллельно оптической оси контролируемой системы, перемещается по зрачку входа и освещенность в точке на оси измеряется фотоэлектрическим приемником. Измерение выполняют на том же фотометре ИФТ-15А, причем оптическую систему смещают в двух направлениях, перпендикулярных к оптической оси коллиматора. Измерение коэффициента пропускания фотографических систем должно выполняться для участка спектра, соответствующего области абберационного корригирования системы, при этом желательно возможно точное воспроизведение заданных в эксплуатации условий освещения и спектральной чувствительности приемников излучения. Это достигается применением коррекционных светофильтров, схема рас-

чета которых рассмотрена в гл. 1 п. 1. Если частные технические условия на фотографическую систему предусматривают измерение коэффициента пропускания в определенном спектральном интервале, то соответствующий вырезающий светофильтр устанавливают либо перед фокальной диафрагмой коллиматора фотометра, либо за коллиматором, перед входным окном прибора. Измерение светового потока Φ_0 , входящего в прибор, производится за этим светофильтром.

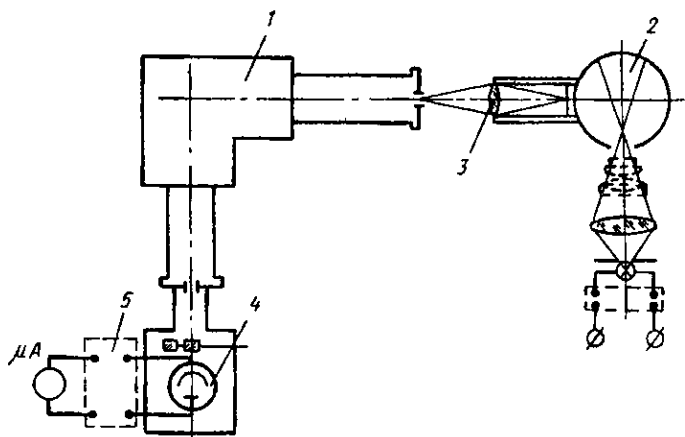


Рис. 145. Схема установки НИКФИ для измерения спектрального пропускания объективов

Интегральный коэффициент пропускания вычисляют по формуле

$$\tau = \frac{\Phi_n}{\Phi_0},$$

где Φ_0 и Φ_n — световые потоки: входящий в прибор и выходящий из прибора соответственно.

Для измерения спектрального коэффициента светопропускания фотографических систем, в основном фотообъективов, существует ряд установок. Наиболее совершенной является установка, разработанная в Научно-исследовательском кино-фотоинституте (НИКФИ) [41] (рис. 145).

В основу положен фотоэлектрический метод измерений. В схеме используются зеркальный монохроматор 1 и шаровой осветитель 2, яркость внутренней поверхности которого пропорциональна световому потоку источника света. Молочное стекло шарового осветителя является поверхностью равномерной яркости. Контролируемый объектив 3 расположен между входной щелью монохроматора и шаровым осветителем, что позволяет измерять объективы больших габаритных размеров. При изме-

рениях ширину входной и выходной щелей выбирают одинаковой.

В качестве фотоприемника 4 использован вакуумный фотоэлемент Ф-6 с усилителем постоянного тока 5, к выходу которого подключен микроамперметр.

Диапазон длин волн, на которых осуществляются измерения, составляет 320—700 нм. Прибор снабжен светофильтрами, устраняющими влияние вредного рассеянного света: УФС-1 — для области 320—390 нм и СС-8 — для области 400—460 нм.

При проведении измерений осветитель установки располагают так, чтобы световой пучок при установленном объективе полностью заполнял апертуру монохроматора и показания микроамперметра не изменялись при перемещении осветителя и объектива вдоль оптической оси монохроматора.

Коэффициент пропускания вычисляется как отношение двух отсчетов по шкале микроамперметра, пропорциональных соответственно потоку от осветителя с объективом и без объектива для каждой длины волны указанного диапазона спектра:

$$\tau_{\lambda} = \frac{N_{\pi}}{N_o},$$

где $N_{\pi} = K\Phi_{\pi}$; $N_o = K\Phi_o$, а K — коэффициент пропорциональности, постоянный для данной установки при условии строгой линейности измерительной пары — фотоэлемент с усилителем и отсчетным микроамперметром; Φ_{π} и Φ_o — световые потоки от осветителя с объективом и без объектива соответственно. Измерения спектрального коэффициента пропускания объектива осуществляются при освещении полного входного зрачка объектива диффузно рассеянным светом. Это соответствует эксплуатационным условиям работы объективов и позволяет судить о характере спектрального коэффициента пропускания объектива с позиций оператора, производящего расчет экспозиции при съемке.

Точность метода измерения спектральных коэффициентов пропускания составляет 2—3%.

Источниками погрешностей являются нестабильность излучения источников света, как правило, составляющая 0,5—1%, нелинейность фотоприемных устройств, магнитные наводки в схеме отсчетных устройств, приводящие к дрейфу нуля отсчетного устройства, нестабильности показаний и т. п.

Спектральное пропускание объектива, как правило, описывается монотонной кривой без резких полос поглощения, поэтому для этих измерений возможно применение приборов с широтой спектрального интервала 5—10 нм. В связи с этим допустимо измерение спектрального коэффициента пропускания в схеме, где изменение рабочей области спектра задается набором сменных интерференционных светофильтров. При этом спектральная полуширина примененных светофильтров должна быть приблизительно одинакова.

Широкое использование фотографических и киносъемочных объективов с цветными фотоматериалами обусловило новое требование к объективам — правильное воспроизведение объективами цветов пространства предметов (цветопередачу). Цветопередача фотообъектива определяется его спектральной характеристикой пропускания.

Все фотографические материалы, предназначенные для цветоправильной фотографии, состоят из трех светочувствительных галогидосеребряных слоев, в которых образуются соответственно три цветоделенных изображения.

Эффективная освещенность изображения на пленке фотоаппарата пропорциональна фотографическому коэффициенту пропускания оптической системы. При использовании в фотоаппарате цветного многослойного фотоматериала коэффициент пропускания оптической системы, применительно к каждому из трех слоев, различен в силу избирательности в пропускании оптической системы по спектру. Это приводит к различиям в экспонировании трех слоев цветного фотоматериала и, следовательно, к изменениям цветовоспроизведения деталей объекта съемки.

Выражение актиничного светового потока, падающего на фотоматериал

$$A = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{\text{пр}}(\lambda) E_{\text{изл}}(\lambda) d\lambda, \quad (70)$$

где $S_{\text{пр}}(\lambda)$ — спектральная чувствительность слоя фотоматериала;

$E_{\text{изл}}(\lambda)$ — распределение энергии источника излучения; A можно записать для каждого слоя цветного фотоматериала: для синечувствительного $A_{\text{с}}$, зеленочувствительного $A_{\text{з}}$ и красночувствительного $A_{\text{к}}$.

Отношение актиничных потоков

$$\frac{A_{\text{с}}}{A_{\text{з}}} : \frac{A_{\text{з}}}{A_{\text{к}}} : \frac{A_{\text{к}}}{A_{\text{з}}},$$

выраженные в долях актиничного потока для зеленочувствительного слоя фотоматериала, характеризуют цветовой баланс фотоматериала.

Введем в выражение (70) под знак интеграла функцию $\tau(\lambda) = f(\lambda)$ — спектральное пропускание фотографического объектива.

Выражение актиничности светового потока примет вид

$$A_{\tau} = \int_0^{\infty} S_{\lambda_{\text{пр}}} \tau_{\lambda_{\text{об}}} E_{\text{изл}} d\lambda. \quad (71)$$

Спектральное пропускание объектива, введенное под знак интеграла при вычислении трех активничных потоков, соответствующих трем слоям цветного фотоматериала, приведет к изменению соотношений активничных потоков и тем в большей степени, чем избирательнее пропускает объектив [26]. Зная значения активничных потоков A_c , A_s , A_k для трех слоев цветного фотоматериала, вычисленные по формуле (70), с учетом выражения (71), найдем A_{τ_c} , A_{τ_s} и A_{τ_k} — активничные потоки с учетом избирательности пропускания объектива.

Эффективные коэффициенты пропускания объектива для трех приемников (трех слоев пленки) определяют как

$$\tau_{э.с} = \frac{A_{\tau_c}}{A_c}; \quad \tau_{э.с} = \frac{A_{\tau_s}}{A_s}; \quad \tau_{э.к} = \frac{A_{\tau_k}}{A_k}.$$

Значения эффективных коэффициентов пропускания, отнесенные к одному из коэффициентов, например, вычисленному для зеленочувствительного слоя фотоматериала, позволяют судить о влиянии объектива на собственный цветовой баланс фотоматериала.

Данные выражения удобны для оценки спектральных свойств фотографических объективов.

Расчет активничности фотоматериала с учетом спектрального пропускания объектива дает возможность установить примерные нормы спектральной избирательности объективов [26].

В США принято оценивать окрашенность объектива в виде совокупности трех цифр, характеризующих эффективную плотность D , объектива, вычисленную для диапазона чувствительности трех элементарных слоев цветной пленки.

Однако при этом не устанавливаются определенных требований к окрашенности объективов. Это, вероятно, и невозможно, так как для различных типов спектрального баланса фотоматериалов эта «норма», очевидно, будет существенно отличной. Некоторые фирмы, например «Агфа» (Agfa, ФРГ), при изготовлении пленки учитывают определенную спектральную характеристику объектива и под нее балансируют фотографический материал. В качестве такого среднего объектива, например, принят «Тессар» ($f' = 50$ мм, относительное отверстие 1 : 2,8). Обзор отечественных и зарубежных достижений в оценке спектральных свойств объективов дан В. В. Ободовским, В. Н. Рождественским, И. А. Черным [51].

Анализ фотографических испытаний с точки зрения выбора «нормы» окрашенности объектива, выраженной через соотношение эффективных коэффициентов пропускания объектива для трех зон чувствительности цветной пленки, либо в логарифмической форме в виде эффективных плотностей, позволяет определить ориентировочные, предельно допустимые значения соотношений

коэффициентов эффективного пропускания для объективов, предназначенных в эксплуатации с цветным фотоматериалом:

$$0,69 \leq \tau_c \leq 0,90;$$

$$\tau_g = 1;$$

$$0,94 \leq \tau_k \leq 1,06.$$

Это справедливо только для фотоматериала с таким балансом спектральной чувствительности слоев, как у пленок «Орво» и «Агфа».

В логарифмическом выражении значения эффективных плотностей такие:

$$4 \leq \Delta D_{g.c} \leq 16;$$

$$\Delta D_{g.g} = 0;$$

$$-3 \leq \Delta D_{g.k} \leq 3.$$

Таким образом, анализируя спектральные характеристики фотографических объективов и их выражения через фотоактивные потоки, можно связать избирательность пропускания фотографического объектива с качеством цветопередачи изображения и сформулировать требования к спектральному пропусканию объектива, выраженному в виде соотношения эффективных коэффициентов пропускания для трех зон спектра, соответствующих зонам чувствительности элементарных слоев цветного фотоматериала.

Расчетный метод определения цветопередачи просветленного объектива

Связь качества цветного фотографического изображения со спектральным пропусканием оптической системы обуславливает необходимость получения определенной спектральной характеристики пропускания системы уже на стадии оптического расчета.

Коэффициент пропускания любой оптической системы для данной длины волны λ определяется как

$$\tau_{\lambda \text{ сист}} = \prod_1^n \tau_{\lambda i},$$

где $\tau_{\lambda i}$ — коэффициент пропускания одиночных оптических деталей системы для излучения длины волны λ ;

n — порядковый номер детали.

Коэффициент пропускания оптической детали для излучения длины волны λ :

$$\tau_{\lambda i} = (1 - \rho_{\lambda})^N K_{\lambda},$$

где ρ_{λ} — коэффициент отражения от поверхности оптической детали на границе воздух—стекло, вычисленный для данной длины волны;

— число поверхностей детали, граничащих с воздухом;
 K_λ — коэффициент пропускания стекла оптической детали в толщине по оси. Коэффициент пропускания стекла оптической детали необходимо выбрать для расчетной длины волны λ .

Для непросветленного варианта оптической системы отражение от границы воздух—стекло следует вычислить по упрощенной формуле Френеля:

$$\rho_\lambda = \left(\frac{n_\lambda - 1}{n_\lambda + 1} \right)^2,$$

где n_λ — показатель преломления стекла оптической детали для данной длины волны.

Использование упрощенной формулы Френеля оправдано в данном расчете тем, что углы падения светового луча на оптические поверхности линз для фотографических объективов не превышают 45° . Справедливость этого проверена путем контрольных расчетов ряда объективов, при этом сопоставлялись результаты расчета, выполненные без учета изменения эффективной толщины просветляющих слоев, и результаты строгого расчета пропускания с учетом изменения эффективной толщины просветляющих слоев в зависимости от угла падения светового пучка на поверхности линз объектива. Расчет выполнялся для широкоугольного объектива Мир-20 и объектива Индустар-50. Расхождение величин эффективного пропускания составило 1—2%.

Если на поверхности оптической детали нанесена однослойная просветляющая пленка, то

$$\rho_\lambda = \frac{(1 - n_2)^2 (n_2 - n_3)^2 + (1 + n_2)^2 (n_2 - n_3)^2 + 2(1 - n_2^2)(n_2^2 - n_3^2) \times \cos \frac{4\pi n_2 h_2}{\lambda}}{(1 + n_2)^2 (n_2 + n_3)^2 + (1 - n_2)^2 (n_2 - n_3)^2 + 2(1 - n_2^2)(n_2^2 - n_3^2) \times \cos \frac{4\pi n_2 h_2}{\lambda}},$$

где n_2 и n_3 — показатели преломления просветляющей пленки и стекла соответственно.

При нанесении на поверхность детали многослойной (два и более слоев) просветляющей пленки значение ρ_λ на границе воздух — стекло вычисляют по формуле (50) [16].

Коэффициент пропускания света стеклом оптической детали вычисляют как

$$K_\lambda = 10^{-\frac{D_\lambda l}{10}},$$

где l — толщина оптической детали вдоль оси в мм;

D_λ — оптическая плотность данного стекла в толщине 10 мм, взятая для рассчитываемой длины волны.

Коэффициенты пропускания света объективом следует вычислить для спектральных линий i (365 нм), h (404,7 нм), G (434,1 нм), F (486,1 нм), e (546,1 нм), D (589 нм), C (656,3 нм), для которых, как правило, известны показатели преломления оптического стекла.

Вычисленные значения $\tau_{\lambda \text{ сист}}$ образуют ряд значений коэффициентов спектрального пропускания в диапазоне длин волн видимого спектра, по которым всегда можно построить графическую зависимость $\tau_{\lambda \text{ сист}} = f(\lambda)$ и путем интерполяции найти значения τ_{λ} системы для любого промежуточного значения длины волны.

Полученные значения $\tau_{\lambda} = f(\lambda)$ следует далее оценить с точки зрения изменений, которые вносит в фотоактивные потоки, действующие на слои цветного фотоматериала, избирательное спектральное пропускание рассчитываемого объектива. Для этого необходимо вычислить значения трех активных потоков, действующих на фотоматериал с учетом спектрального пропускания объектива [26]. Рассчитывая воздействия избирательности пропускания объектива на баланс цветного фотоматериала, используют активность среднего цветного фотоматериала, рекомендованного ГОИ.

Для трехслойного цветного фотоматериала каждый объектив будет характеризоваться тремя значениями коэффициента эффективного пропускания, соответствующими работе объектива на три слоя фотоматериала:

$\tau_{\text{э. с.}}$, $\tau_{\text{э. з.}}$, $\tau_{\text{э. к.}}$, вычисленными как

$$\tau_{\text{эф}} = \int_0^{\infty} \tau_{\text{об}}(\lambda) A(\lambda) d\lambda,$$

где $A(\lambda)$ — активность слоя среднего цветного фотоматериала;
 $\tau_{\text{об}}(\lambda)$ — коэффициент спектрального пропускания объектива.

Пределы интегрирования определяются диапазоном длин волн спектральной чувствительности соответствующего слоя фотоматериала.

Соотношение эффективных коэффициентов пропускания, вычисленное как

$$\frac{\tau_{\text{э. с.}}}{\tau_{\text{э. з.}}} : \frac{\tau_{\text{э. з.}}}{\tau_{\text{э. з.}}} : \frac{\tau_{\text{э. к.}}}{\tau_{\text{э. з.}}},$$

образует трехчисловую формулу, описывающую избирательность пропускания объектива с точки зрения трех слоев цветного фотоматериала.

Логарифмическое выражение вычисленных отношений коэффициентов эффективного пропускания объектива в виде трех эффективных плотностей образует формулу цветности фотографического объектива.

Аналогичным образом можно проанализировать спектральные характеристики просветляющих слоев и спектральные характеристики оптического стекла. Путем простого суммирования значений эффективных плотностей компонентов объектива и избирательности пропускания просветляющих слоев на их поверхностях, выраженных также через логарифмы обратных величин пропускания, можно вычислить эффективную плотность оптической системы. Такой путь можно использовать для пробного расчета при конструировании оптической схемы объектива. Он позволяет быстро, без проведения подробных расчетов, сделать вывод о пригодности данной конструкции оптической схемы в работе с цветными фотоматериалами.

Вычисление трех эффективных коэффициентов пропускания объектива или трех цветоделенных плотностей, в дальнейшем их будем называть «формулой цветности», позволяет в процессе расчета выбрать оптимальный вид кривой пропускания объектива, т. е. обеспечить соотношение коэффициентов пропускания объектива, необходимое для правильного экспонирования трех слоев цветного фотоматериала. Изменение кривой пропускания в сторону относительного увеличения или снижения пропускания в отдельных зонах спектра достигается путем выбора сочетаний просветляющих слоев на оптических поверхностях компонентов объектива. С этой целью выполняют серию пробных расчетов спектрального пропускания объектива и каждый раз вычисляют цветность объектива. Обычно расчет начинают с непросветленного варианта объектива. Если соотношение эффективных коэффициентов пропускания непросветленного варианта объектива близко к номинальной величине, установленной экспериментально на основании обработки результатов фотографических испытаний ряда объективов, то избирательность отражения (пропускания) просветляющих слоев не должна «испортить» спектральную характеристику пропускания. В этом случае следует выбирать виды просветления с кривой отражения, близкой к нейтральной, например, просветление путем нанесения покрытия из раствора этилового эфира ортокремневой кислоты. Однако при большом числе отражающих поверхностей и эти покрытия внесут некоторые изменения в распределение спектрального пропускания объектива. Поэтому следует сочетать в одном объективе просветляющие слои различной толщины, взаимно компенсируя избирательный характер отражений просветляющих покрытий на оптических поверхностях.

В тех случаях, когда непросветленный объектив имеет избирательное пропускание по спектру (пониженное пропускание в синей части спектра), целесообразно применить двухслойное химическое просветление из растворов этилового эфира ортокремневой и ортотитановой кислот, выполненное в толщинах, рассчитанных для получения минимального отражения в синей части спектра. Это позволяет частично компенсировать собственную

желтизну объектива. Расчет спектрального пропускания объектива методом вычисления суммы произведений коэффициентов пропускания компонентов системы с учетом отражения на просветленных поверхностях можно выполнять на ЭВМ.

Выбор сочетания просветляющих слоев на оптических поверхностях объектива из условия получения формулы цветности, близкой к «норме», не должен, однако, снизить общее пропускание объектива. Поэтому, рассчитав спектральный коэффициент пропускания объектива с учетом просветляющих слоев на оптических поверхностях, следует вычислить интегральный коэффициент пропускания объектива:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} S_{\text{пр}}(\lambda) E_{\text{ист}}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} S_{\text{пр}}(\lambda) E_{\text{ист}}(\lambda) d\lambda},$$

причем $S_{\text{пр}}(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника излучения и

$E_{\text{ист}}(\lambda)$ — распределение энергии в спектре источника излучения выбираются из условий применения объектива.

Воздействовать на распределение спектрального пропускания объектива также можно весьма эффективно путем нанесения на некоторые поверхности оптических компонентов объектива просветляющих покрытий высших порядков интерференции, например, второго. Просветляющая пленка в этом случае наносится толщиной $d = \frac{3}{4} \lambda_{\text{min}}$ (для однослойного просветляющего покрытия). При этом просветляющие пленки имеют интенсивную окраску, хорошо видимую на отражение, что существенно облегчает контроль правильности нанесения просветляющей пленки, а избирательность в пропускании по спектру пленки такая, что удается за счет двух-трех поверхностей в объективе существен-

Таблица 14

Толщина просветляющей пленки	Интегральный коэффициент отражения $\rho_{\text{инт}}$ поверхности стекла ТК14 в %	
	для $\lambda_{\text{min}} = 450$ нм	для $\lambda_{\text{min}} = 500$ нм
$\frac{3}{4} \lambda_{\text{min}}$	4,6	2,6
$\frac{1}{4} \lambda_{\text{min}}$	1,3	1,0

ным образом изменить соотношение эффективных коэффициентов пропускания.

Однако покрытия высших порядков интерференции имеют повышенный коэффициент интегрального отражения (как видно из сравнения расчетных данных, представленных в табл. 14), что неизбежно приведет к снижению полезного пропускания в объективе и увеличит долю рассеянного света.

Метод контроля качества цветопередачи объективов на зонном фотометре

Расчетный метод выбора сочетаний просветляющих слоев на оптических поверхностях компонентов объектива позволяет, как было показано, вычислить кривую спектрального пропускания объектива и путем математической обработки полученной зависимости $\tau_{\text{обл}} = f(\lambda)$ получить формулу цветности объектива, т. е. балансное соотношение значений трех эффективных коэффициентов пропускания, соответствующих зонам спектральной чувствительности трех слоев цветного фотоматериала.

Изготовленный образец объектива подвергают испытаниям на соответствие всем требованиям расчета, в том числе и на соответствие расчетной формуле цветности. Метод контроля качества цветопередачи фотографических объективов основан на измерении балансового соотношения эффективных коэффициентов пропускания объектива для трех зон спектра, соответствующих зонам чувствительности цветного фотоматериала.

Если $\tau_c = KN_c$ — коэффициент пропускания объектива для синечувствительного слоя фотоматериала, $\tau_z = KN_z$ — коэффициент пропускания объектива для зеленочувствительного слоя фотоматериала и $\tau_k = KN_k$ — коэффициент пропускания объектива для красночувствительного слоя фотоматериала, то отношение $\frac{\tau_c}{\tau_z} : \frac{\tau_z}{\tau_k} : \frac{\tau_k}{\tau_z} = \frac{N_c}{N_z} : \frac{N_z}{N_z} : \frac{N_k}{N_z}$ характеризует соотношение коэффициентов пропускания объектива для трех зон спектра, выраженное относительно пропускания в зоне зеленочувствительного слоя фотоматериала. Логарифмы обратных величин данного соотношения, умноженные на 100, дают формулу цветности испытуемого объектива, заданную технической документацией на объектив на основании произведенных расчетов его спектрального пропускания. Оптическая схема прибора представлена на рис. 146, а, а внешний вид прибора — на рис. 146, б.

Прибор предназначен для измерения формулы цветности объективов с фокусными расстояниями $12 \leq f' \leq 300$ мм и относительными отверстиями от 1 : 1,5 до 1 : 5,6; максимальная длина контролируемого объектива не должна превышать 400 мм, для короткофокусных объективов ($f' \leq 20$ мм) диаметр входного зрачка должен быть не менее 3 мм. Последнее требование обусловлено порогом чувствительности фотоприемного устройства прибора.

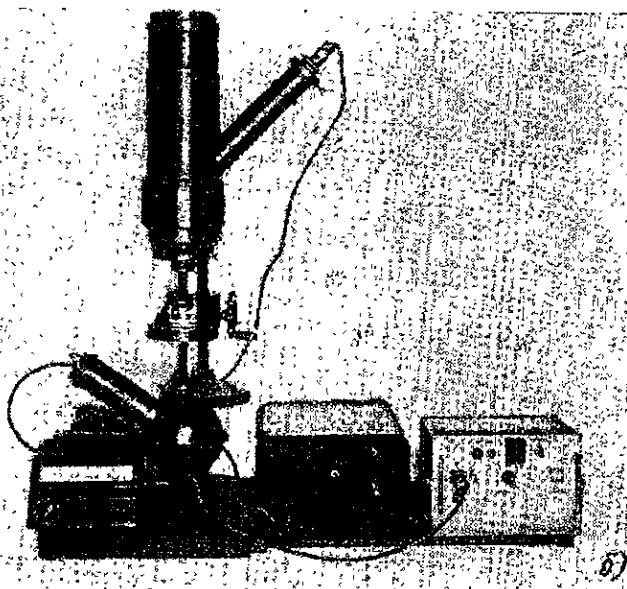
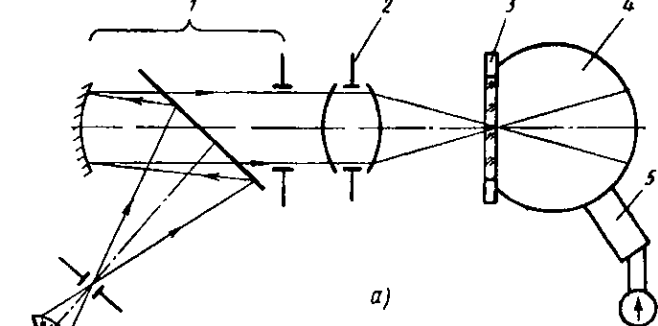


Рис. 146. Зонный фотометр для контроля качества цвето-
передачи объективов:

а — оптическая схема; б — общий вид

Параллельный пучок лучей, выходящих из зеркального коллиматора 1 (рис. 145, а), заполняет отверстие действующей диафрагмы контролируемого объектива 2, установленного на предметном столике прибора соосно зеркальному коллиматору. В качестве источника света применяют лампу накаливания с $T_{\text{нв}} = 2854^\circ \text{ К}$ (стандартный источник А).

В качестве фотоприемника 5 применен фотоумножитель ФЭУ-27, вмонтированный в шар 4 и снабженный турелью 3 со сменными корректирующими светофильтрами, включение которых в оптическую схему последовательно приводит распределение спектральной чувствительности фотоумножителя к спектральной чувствительности сине-, зелено-, и красночувствительных слоев цветного фотоматериала.

Питание фотоумножителя и осветителя стабилизировано.

Кривые спектрального пропускания корректирующих светофильтров должны соответственно удовлетворять следующим условиям:

$$\tau_{\lambda_c} = a_c \frac{S_c(\lambda)}{S_{\text{пр}}(\lambda)};$$

$$\tau_{\lambda_z} = a_z \frac{S_z(\lambda)}{S_{\text{пр}}(\lambda)};$$

$$\tau_{\lambda_k} = a_k \frac{S_k(\lambda)}{S_{\text{пр}}(\lambda)},$$

где $S_{\text{пр}}(\lambda)$ — значения относительной спектральной чувствительности фотоумножителя ФЭУ-27;

a_c, a_z, a_k — коэффициенты пропорциональности;
 $S_c(\lambda), S_z(\lambda)$ и $S_k(\lambda)$ — значения относительной спектральной чувствительности трех слоев среднего цветного фотоматериала.

Таким образом, кривая спектральной чувствительности фотоумножителя является основой для расчета требуемых корректирующих светофильтров. Между тем известно, что фотоприемники имеют существенное различие в спектральных характеристиках даже для образцов одной и той же партии.

Поэтому в случаях, когда есть возможность предварительного отбора фотоприемника с близкими спектральными характеристиками, следует прибегнуть к этому способу, чтобы упростить процесс корригирования. Если отбор невозможен, то необходима индивидуальная подгонка корректирующих светофильтров с учетом отступлений спектральной характеристики фотоприемника. Наибольшие различия в спектральных характеристиках фотоумножителя наблюдаются, как правило, в синей области спектра и в положении красной границы чувствительности. Последнее обстоятельство несущественно для зонного фотометра, так как

рабочая длина волны краночувствительного приемника (<680 нм) расположена в области более коротких длин волн по сравнению с красной границей чувствительности фотоумножителя, составляющей $770\text{—}800$ нм. Отклонения в спектральной характеристике фотоумножителей в диапазоне длин волн $380\text{—}480$ нм следует компенсировать за счет корректировки толщины компонентов синего корректирующего светофильтра.

Для получения эквивалентного баланса между интегральной чувствительностью фотоприемников и чувствительностью трех слоев цветного фотоматериала зеленый и красный светофильтры снабжены дополнительными нейтральными поглотителями, выполненными путем напыления титана в вакууме. При тщательном выполнении корректирующих светофильтров и нейтральных ослабителей к ним, соотношения показаний отсчетного прибора, пропорциональные эффективным световым потокам, зафиксированным фотоприемником при установленных в ходе лучей синем, зеленом и красном корректирующих светофильтрах, должно быть относительно потока, прошедшего через зеленый светофильтр, $1:1:1$, т. е. в логарифмическом выражении

$$100 \lg \frac{N_s}{N_c} = 0; \quad 100 \lg \frac{N_s}{N_b} = 0;$$

$$100 \lg \frac{N_c}{N_b} = 0.$$

Отступления от этого требования, т. е. погрешности в изготовлении корректирующих светофильтров прибора, должны быть учтены при работе прибора в виде алгебраических поправочных коэффициентов, определяемых для каждого прибора и составляющих градуировочную формулу прибора.

Градуировочная формула определяется для светового пучка, свободно проходящего из коллиматора I (см. рис. 146) в светомерный шар 4.

При этом по шкале отсчетного устройства фиксируют три отсчета:

$$N_{с. гр} = K\Phi_c; \quad N_{з. гр} = K\Phi_z \text{ и } N_{к. гр} = K\Phi_k,$$

где K — коэффициент пропорциональности, обусловленный выбором отсчетного устройства, общей чувствительностью фотоприемника, нагрузочным резистором цепи фотоприемника, $K = \text{const}$ для данного прибора.

Зная $N_{с. гр}$, $N_{з. гр}$, $N_{к. гр}$, необходимо вычислить градуировочную формулу прибора, т. е. поправки на определяемые на приборе три числа, составляющие формулу цветности контролируемого объектива. В общем виде градуировочная формула прибора в логарифмическом выражении такова:

$$\left(100 \lg \frac{N_{з. гр}}{N_{с. гр}}\right) - 0 - \left(100 \lg \frac{N_{з. гр}}{N_{к. гр}}\right), \quad (72)$$

где первое число — поправка для синего члена формулы цветности контролируемого объектива;

второе число — 0;

третье число — поправка для красного члена формулы цветности контролируемого объектива.

В зависимости от выполнения корректирующих светофильтров поправки могут иметь как знак «плюс», так и «минус». Знак «плюс» поправки в логарифмическом выражении обозначает недостаток чувствительности для данного приемника по сравнению с чувствительностью зеленого приемника; знак «минус» — избыток чувствительности данного приемника по сравнению с чувствительностью зеленого приемника. В первом случае измеренное на приборе эффективное пропускание будет занижено по сравнению с истинным; во втором соответственно завышено. На основании сказанного, градуировочную формулу прибора (72) следует почленно вычесть с учетом знака.

Измеренное на зонном фотометре значение формулы цветности должно соответствовать величинам, определенным расчетным методом с учетом допустимых при изготовлении отступлений от номинально заданных значений оптической толщины просветляющих слоев.

Погрешность измерения составляющих формулу цветности чисел на зонном фотометре определяется по формуле полного дифференциала функции $100 \lg \frac{N_z}{N_{c(k)}}$:

$$\Delta \left(100 \lg \frac{N_z}{N_{c(k)}} \right) = 100 \frac{(\Delta N_{c(k)}) N_z - \Delta N_z N_{c(k)}}{N_{c(k)}^2}, \quad (73)$$

где N_z , $N_{c(k)}$ — отсчеты по шкале гальванометра, пропорциональные пропусканию объектива для трех приемников излучения: зелено-, сине- или красночувствительного;

ΔN_z , $\Delta N_{c(k)}$ — ошибки, возникающие при снятии отсчетов по шкале отсчетного устройства.

В приборе в качестве отсчетного устройства применен зеркальный магнитоэлектрический микроамперметр типа М-95 со световым указателем отсчета. Погрешность снятия отсчета по шкале гальванометра не более 0,5 деления. Вычисленная по формуле (73) погрешность измерений составляет 0,4 логарифмической единицы для каждого числа формулы цветности.

К о л о р и м е т р и ч е с к и й м е т о д о ц е н к и к а ч е с т в а ц в е т о п е р е д а ч и

Колориметрический метод оценки спектральной характеристики объектива основан на способности человеческого глаза улавливать качественные различия между двумя излучениями различного спектрального состава, наблюдаемыми как различия в цвете белого диффузно-отражающего экрана.

Для исследования цветовых различий, возникающих в спектральном составе стандартного источника, излучение которого проходит через контролируемый объектив, можно применить визуальный адитивный, т. е. основанный на принципе оптического смешения (сложения) нескольких разноцветных излучений колориметр, разработанный в ГОИ Л. И. Демкиной [17].

Цветность контролируемого объектива оценивают как изменение координат точки, соответствующей цветности стандартного источника света, излучение которого проходит через контролируемый объектив, по сравнению с координатами точки, соответствующей цветности того же стандартного источника света, излучение которого свободно проходит на экран камеры образцов колориметра. Это изменение есть мера искажений, вносимых в цветность стандартного источника света (в его спектральный состав излучения) спектральной избирательностью пропускания контролируемого объектива. Графически это выражается в виде смещения точки цветности в пространстве цветов.

Индивидуальные различия в цветовых свойствах глаз наблюдателей могут привести к расхождениям в определении цвета. Поэтому для колориметрических испытаний объективов следует отбирать наблюдателей, цветовое зрение которых оценено по определению цвета контрольных образцов. Отличие полученных наблюдателями значений координат цвета контрольных образцов от теоретических не должно превышать величины средней ошибки при многократных установках цветового равенства.

Метод колориметрического контроля спектральных свойств объектива позволяет осуществить количественное сравнение цветности объективов, но необходима норма допустимого смещения координат цветности стандартного излучателя при работе с контролируемым объективом. Такой нормой могла бы явиться величина, выраженная в порогах цветоразличения [17], как принято для оценки кинопроекторных объективов. Однако для кинопроекторного объектива единственным приемником, воспринимающим цветовые искажения, вносимые объективом, является глаз наблюдателя (зрителя кинематографа), для съемочного объектива цветовые искажения фиксируются фотографическим материалом с присущими только ему спектральными особенностями восприятия. Из этого следует, что допустимые смещения колориметрических координат цветности стандартных источников света должны быть увязаны с требованиями цветофотографического процесса, иначе их нельзя использовать как количественные критерии оценки спектральных свойств фотографических объективов.

«Норма» цветности объектива по искажению цветности источника А определена экспериментально путем обработки результатов фотографических испытаний на цветной обрабатываемой пленке «Orwo Color» и сопоставления этих результатов с данными колориметрических измерений цветности источника А при прохожде-

нии его излучения через контролируемый объект. Рассеяние точек в поле цветового треугольника, соответствующих координатам цветности источника А с учетом спектрального пропускания объектива, определило допусковый «овал» на цветовом графике. Аналитическое выражение границ «овала», аппроксимированное в международной системе координат цветности, представляет собой уравнение кривой второго порядка (эллипс):

$$7,274y^2 - 8,504xy + 13,454x^2 - 8,594x - 2,112y + 2,354 = 0.$$

Пользование визуальным прибором всегда затруднительно в силу быстрой утомляемости наблюдателя и растущих в связи с этим ошибок измерений.

Д. А. Шкловером и Р. С. Иоффе разработан фотоэлектрический прибор для измерения цвета. Основу прибора составляет селеновый фотоэлемент, снабженный тремя сменными светофильтрами, приводящими последовательно спектральную чувствительность селенового фотоэлемента к трем, стандартизированным Международной Осветительной Комиссией, кривым сложения стандартного наблюдателя.

Колориметрический метод с применением объективного колориметра не требует специального навыка в установке колориметрического равенства, не нуждается в специальном отборе наблюдателей.

Чувствительность прибора позволяет оценивать цветности объектов с любыми параметрами.

Так же как и визуальный колориметр, объективный колориметр должен быть снабжен системой допусков смещений координат цветности, основанной на спектральном восприятии фотографического материала.

Измерение координат цветности стандартного источника с учетом пропускания контролируемого объектива осуществляется на установке, включающей в себя измерительную головку универсального фотоэлектрического колориметра УФК-2.

Схема размещения испытуемого объектива и фотоэлектроколориметра представлена на рис. 147, а.

Внешний вид установки показан на рис. 147, б.

В качестве источника света 1 применена лампа накаливания с экраном из молочного стекла, создающая равномерную поверхность освещения.

Режим горения лампы накаливания осветителя выбирают так, чтобы цветовая температура равномерного экрана соответствовала источнику А. Режим горения осветителя контролируют и поддерживают постоянным по показаниям контрольных приборов блока питания. Точность стабилизации не хуже 1%.

Головку фотоэлектрического колориметра градуируют по эталонной лампе (эталонному источнику А).

Установка снабжена графиком, изображающим часть поля цветового треугольника с нанесенным на нем допусковым эллипсом рассеяния (рис. 148).

Описываемая установка позволяет оценивать качество цветопередачи фотографических объективов с фокусными расстояниями

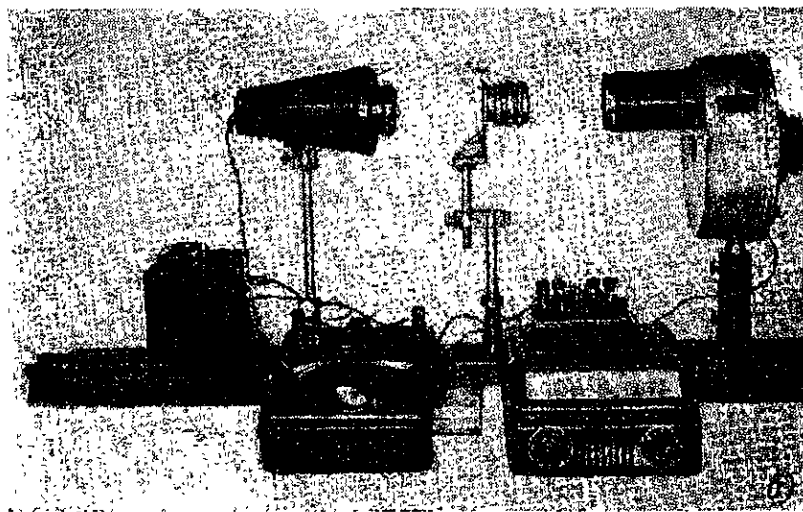
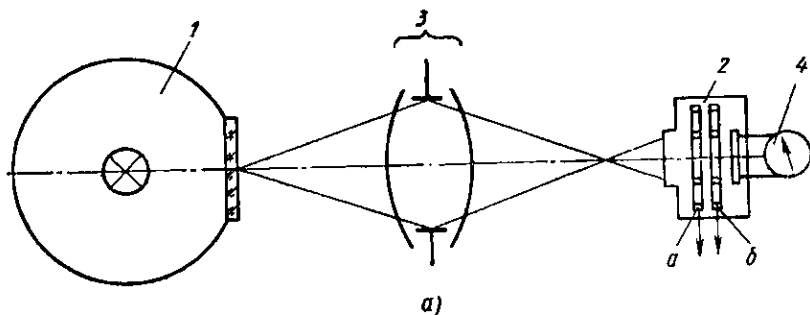


Рис. 147. Установка с универсальным фотоэлектроколориметром для контроля цветопередачи фотообъективов:

a — схема; *б* — общий вид

от 6 до 300 мм и относительными отверстиями от 1 : 1,5 до 1 : 5,6. Линейные габаритные размеры контролируемых объективов практически не ограничены.

Контролируемый объектив 3 (см. рис. 147, *a*) располагают между источником света и колориметром соосно измерительной головке колориметра. Путем взаимного продольного перемещения источника света и объектива подбирают расстояние так, чтобы

отсчет по шкале отсчетного устройства составлял примерно 100 делений, при установленном индексе y по шкале b и индексе 2 по шкале a головки колориметра 2. При этом входное окно головки колориметра должно быть заполнено светом, прошедшим от источника через испытуемый объектив. Относительное отверстие испытуемого объектива должно быть открыто полностью. По шкале отсчетного устройства 4 определяют значения фототока I_x , I_y , I_z фотоэлемента колориметрической головки, последовательно устанавливая по шкале b индексы X , Y , Z соответственно. Изменение значений фототоков I_x , I_y , I_z следует выполнять не менее 3 раз.

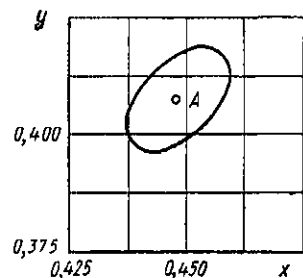


Рис. 148. Поле допуска координат цветности в цветовом треугольнике

Для вычисления координат цветности следует взять среднее арифметическое из полученных значений фототоков.

Вычислим относительные компоненты цвета x' , y' , z' , связанные со значениями фототоков соотношениями

$$\left. \begin{aligned} x' &= C_x I_x - 0,4 C_y I_y + 0,2 C_z I_z; \\ y' &= C_y I_y; \\ z' &= C_z I_z, \end{aligned} \right\}$$

где C_x , C_y , C_z — постоянные коэффициенты, определяемые при градуировке и приводимые в паспорте колориметра.

Координаты цветности колориметрируемого излучения (стандартный источник + контролируемый объектив) определяют из соотношений

$$X = \frac{x'}{x' + y' + z'}; \quad Y = \frac{y'}{x' + y' + z'}$$

и наносят в виде точки на цветовой график (см. рис. 148).

Объектив следует считать удовлетворительным по цветопередаче, если измеренные координаты цветности соответствуют точке цветового треугольника внутри допускового эллипса.

В качестве источника, цветность которого измеряют, можно выбрать любой цветовой тест, допустимые изменения цветности которого за счет искажений, вносимых контролируемым объективом, должны быть предварительно определены.

8. Измерение коэффициента светорассеяния

Коэффициентом светорассеяния фотографической системы называется отношение освещенности образуемого системой изображения черного предмета, расположенного на равномерном ярком фоне, к освещенности изображения фона. Природа светорассея-

ния и воздействие его на качество изображения фотографической системы аналогичны рассмотренным в гл. VI источникам и влиянию светорассеяния на качество изображения телескопической системы.

Фотоэлектрический метод определения коэффициента светорассеяния оптических систем, основанный на измерении освещенности в изображении черного предмета и белого фона, на котором этот предмет находится, осуществляется на установке, изображенной на рис. 141. В отличие от телескопического прибора фотографическая система не требует применения дополнительной фокусирующей линзы. Измерение рассеянной освещенности выполняют в фокальной плоскости системы. Если диаметр шарового коллиматора превышает 10 фокусных расстояний фотографической системы, применение коллиматорного объектива также не обязательно.

Для сопоставления результатов, полученных в разное время и на разных установках, необходимо соблюдение идентичности условий измерения светорассеяния фотографических систем. Величина измеренного коэффициента светорассеяния зависит от угловых размеров черного предмета, в изображении которого измеряют освещенность. Уменьшение размеров черного предмета до определенных пределов приводит к увеличению рассеяния света, причем критические размеры черного предмета, после уменьшения которых увеличение светорассеяния практически прекращается, зависят от конструкции фотографической системы. Эти пределы должны быть индивидуально найдены экспериментально. Установленные таким путем размеры черного предмета должны быть отмечены при указании результатов измерений.

Для сопоставления ниже приведены результаты измерения коэффициента светорассеяния фотографического объектива с $f' = 6$ мм, $2\beta = 76^\circ$ и относительным отверстием 1:5,6, полученные для различных значений углового размера черного предмета. Измерения выполнены на установке с шаровым коллиматором диаметром 200 мм. В качестве приемника применялся фотоумножитель ФЭУ-27.

Угловые величины черного предмета в град.	20	12	8	6	5
Коэффициент светорассеяния в %	2,5	3,5	8,0	9,0	9,0

Фотоэлектрический способ контроля светорассеяния позволяет оценить его величину для системы фотообъектив — камерная часть фотоаппарата, при этом не учитывается фотографический материал как возможный источник рассеянного света в фотоаппарате. Между тем величина рассеянного отражения фотографических материалов в видимой области спектра достигает 30—40%. Спектральное отражение некоторых фотографических материалов представлено на рис. 149, а индикатрисса отражения их — на рис. 150. На этом рисунке стрелкой показано направление падающего на материал пучка света.

Измерение светорассеяния системы объектив — камерная часть — фотоматериал выполняют фотографическим способом на установке, изображенной на рис. 151. В фокальной плоскости оптической системы 3 устанавливают фотографический материал, т. е. либо заряжают пленкой кассету 4 проверяемого фотоаппарата, либо в фокальной плоскости располагают технологическую фотокамеру.

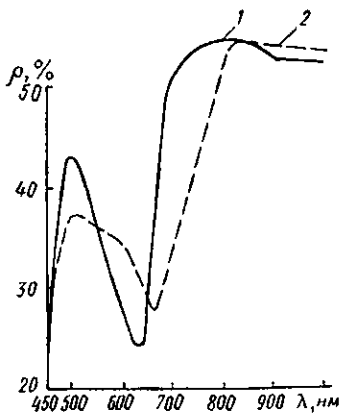


Рис. 149. Кривые спектрального отражения фотографических материалов:

1 — панхроматическая пленка; 2 — изопанхроматическая пленка

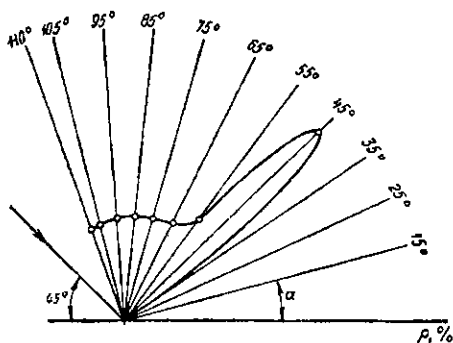


Рис. 150. Индикатрисса отражения панхроматического фотоматериала

Фотографическую систему помещают вплотную к отверстию шара 2. Перед зарядкой фотоматериала на концах его делают отпечатки стандартного сенситометрического клина на сенситометре ФСР-41. Съемку отверстия светоловушки 1 и белого фона осуществляют, используя набор выдержек, имеющихся в аппарате. Если набор выдержек недостаточен для получения изображений черного пятна и белого фона в области нормальных экспозиций фотоматериала, то допускается регулировка яркости стенок шара с помощью жалюзных диафрагм перед осветителями в шаре или с помощью изменения накала ламп.

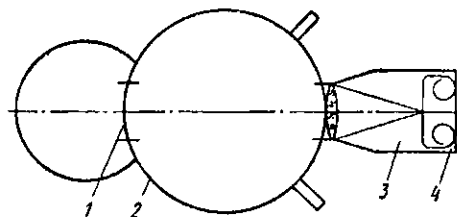


Рис. 151. Схема установки для измерения светорассеяния фотографическим способом

Проявление фотоматериала ведется до $\gamma = 0,6 \div 0,8$.

Оптические плотности полей отпечатка стандартного сенситометрического клина, плотность изображения черного пятна $D_{ч.п}$ и белого фона $D_{б.ф}$ измеряют на микрофотометре МФ-4. По результатам измерения полей сенситометрического клина строят характеристическую кривую материала на стандартном сенситометре.

метрическом бланке (см. рис. 9) и наносят точки, соответствующие плотностям изображения черного предмета и белого фона. По характеристической кривой находят значения экспозиции в изображении черного предмета и белого фона.

Коэффициент светорассеяния вычисляют по формуле

$$R = \frac{H_{\text{ч. п.}}}{H_{\text{б. ф.}}},$$

где экспозиции в изображении черного предмета и белого фона

$$H_{\text{ч. п.}} = E_{\text{ч. п.}} t_{\text{п.}}$$

$$H_{\text{б. ф.}} = E_{\text{б. ф.}} t_{\text{ф.}}$$

$E_{\text{ч. п.}}$ и $E_{\text{б. ф.}}$ — освещенности в изображении.

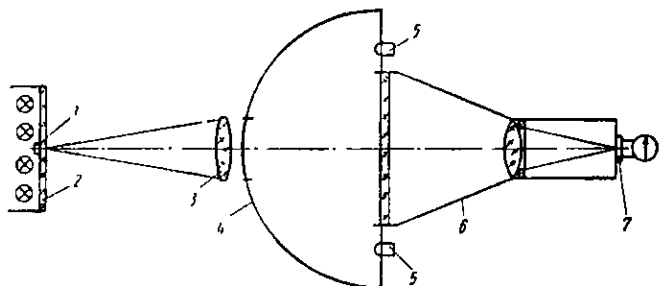


Рис. 152. Схема установки для измерения светорассеяния фотографических систем с входным окном большого диаметра

Так как плотности $D_{\text{ч. п.}}$ и $D_{\text{б. ф.}}$ измеряют на одном и том же кадре, причем плотность фона измеряют вблизи от изображения черного предмета для исключения погрешности, вносимой неравномерностью эффективной выдержки по кадру и падением освещенности по кадру, то выдержки $t_{\text{п.}} = t_{\text{ф.}}$ и

$$R = \frac{E_{\text{ч. п.}}}{E_{\text{б. ф.}}}.$$

Погрешность определения коэффициента светорассеяния фотографического аппарата составляет примерно 10% величины коэффициента светорассеяния.

Для измерения коэффициента светорассеяния фотографических систем с входным окном большого диаметра применяют измерительную установку, схема которой представлена на рис. 152. Прибор состоит из жесткой полусферы 4, внутренняя поверхность которой имеет белое матовое покрытие, коллиматора 3 в фокальной плоскости которого расположен белый матовый экран 2, на поверхности экрана укрепляют сменные пробки, несущие черные диски 1, на которые в электростатическом поле нанесен матовый

вый ворс. Экран подсвечен лампами накаливания в молочных колбах.

Яркость экрана

$$B_s = \frac{B_c}{\tau_{об.к}},$$

где B_c — яркость стенок полусферы;

$\tau_{об.к}$ — коэффициент светопропускания объектива коллиматора.

Внутреннюю поверхность полусферы освещают лампами 5. Лампы для подсветки молочного экрана 2 можно перемещать относительно экрана, что необходимо для обеспечения равномерного и требуемого уровня яркости экрана. Испытуемую систему 6 располагают так, чтобы входное окно системы находилось в плоскости диаметрального сечения полусферы. В этом случае засветка входного окна системы в телесном угле составляет $\sim 170^\circ$.

Изображение черного диска в фокальной плоскости испытуемой оптической системы можно рассматривать глазом, освещенность изображения черного диска можно измерять с помощью селенового фотозлемента 7 или фиксировать на фотоматериале.

Во избежание получения направленных бликов от передней поверхности коллиматорного объектива последний должен отстоять от внутренней поверхности полусферы на величину стрелки прогиба первой поверхности его первой линзы. Поверхности линз коллиматорного объектива должны быть тщательно просветлены.

4. Измерение оптических характеристик микроскопических систем

При исследовании оптических характеристик микроскопических систем обычно определяют линейное увеличение микрообъектива, увеличение всего микроскопа и линейное поле зрения микроскопа.

1. Измерение линейного увеличения микрообъектива

Линейное увеличение микрообъектива изменяется в зависимости от выбора сопряженных плоскостей. Аберрационную коррекцию микрообъективов, особенно объективов большого увеличения, выполняют для строго определенных плоскостей. В большинстве случаев коррекцию объектива выполняют из расчета механической длины тубуса микроскопа, равной 160 мм. Для некоторых типов микрообъективов, например применяемых в металлографических микроскопах, механическая длина тубуса принята 190 мм.

Таким образом, в зависимости от назначения объектива его увеличение определяется при механической длине тубуса микроскопа 160 или 190 мм.

Для определения увеличения объектива микроскопа на предметный столик микроскопа устанавливают объект-микрометр, представляющий собой шкалу, награвированную на стекле или металле. Шкала состоит из 100 штрихов, нанесенных через 0,01 мм.

Вставив в тубус микроскопа контролируемый объектив и окуляр и установив необходимую механическую длину тубуса, фокусируют микроскоп на резкое изображение шкалы объект-микрометра. Далее, удалив окуляр микроскопа, на его место устанавливают окуляр-микрометр. Поскольку фокальная плоскость в окуляр-микрометрах расположена выше фокальной плоскости обычных окуляров, то для получения резкого изображения шкалы объект-микрометра необходимо несколько вдвинуть подвижную трубку тубуса микроскопа; при этом объектив микроскопа должен сохранить свое положение относительно объект-микрометра, иначе увеличение будет определено уже для другой пары сопряженных плоскостей. Выбрав определенный интервал по шкале объект-микрометра, измеряют его изображение с помощью окуляр-микрометра. Отношение величины этого изображения к величине самого интервала есть линейное увеличение микрообъектива в данной паре сопряженных плоскостей.

2. Измерение увеличения микроскопа

Как известно, увеличение микроскопа можно найти по формуле

$$\bar{F} = \frac{250}{f'}.$$

Здесь условное расстояние наилучшего видения для нормального глаза 250 мм; f' — фокусное расстояние микроскопа:

$$f' = \frac{l}{\operatorname{tg} \omega'},$$

где l — величина рассматриваемого предмета;

ω' — угол, под которым предмет величиной l виден глазу при наблюдении его через микроскоп.

Тогда

$$\bar{F} = \frac{250}{l} \operatorname{tg} \omega'.$$

Однако увеличение микроскопа в данной паре сопряженных плоскостей, как и любой другой оптической системы, можно определить отношением

$$\bar{F}_1 = \frac{l'}{l},$$

где l — величина предмета;
 l' — величина изображения.

Если, как и раньше, за плоскость изображения принять плоскость, находящуюся от глаза на расстоянии 250 мм, то $\bar{G} = \bar{G}_1$.

На основании изложенного применяют два метода измерения увеличения микроскопа: метод Юдина и метод Аббе.

Метод Юдина. Этот метод основан на измерении угла, под которым виден предмет, расположенный в предметной плоскости микроскопа.

Схема измерений показана на рис. 153. На столик микроскопа 1 помещают объект-микрометр 2, на который фокусируют микроскоп 3. К окуляру микроскопа приложена телескопическая трубка 4 с однократным увеличением и с сеткой, состоящей из ряда параллельных штрихов.

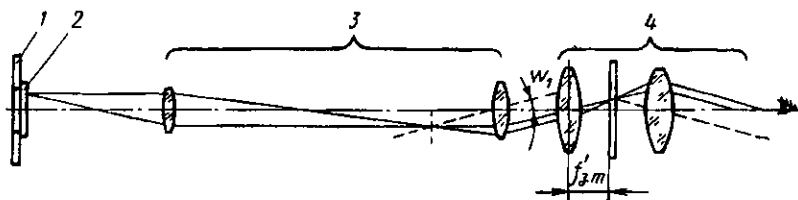


Рис. 153. Измерение увеличения микроскопа по Юдину

При наблюдении в трубку одновременно видны деления объект-микрометра и деления сетки телескопической трубки. Замечают число делений n_2 трубки Юдина, которые совпадают с числом делений n_1 объект-микрометра. Увеличение микроскопа находят по формуле

$$\bar{G} = \frac{250}{l} \operatorname{tg} w' = \frac{250 n_2 m_2}{n_1 m_1 f'_{3, \tau}} = \kappa \frac{n_2}{n_1},$$

где m_2 — линейная цена одного деления трубки Юдина;
 m_1 — линейная цена деления объект-микрометра;
 $f'_{3, \tau}$ — фокусное расстояние объектива трубки Юдина;
 $\kappa = \frac{250 m_2}{m_1 f'_{3, \tau}}$ — постоянная трубка Юдина.

Метод Аббе. Метод основан на использовании рисовального прибора Аббе.

В этом методе сравнивают два масштаба: при наблюдении непосредственно глазом и через испытуемый микроскоп (рис. 154, а). Перед измерением микроскоп 2 фокусируют на резкое изображение штрихов объект-микрометра 1, помещенного на предметном столике микроскопа. На окуляр микроскопа надевают оправу с небольшой куб-призмой 3. С оправой призмы 3 соединен крон-

штейн, на конце которого укреплено зеркало 4, наклоненное примерно под углом 45° к оси микроскопа. Под зеркалом на расстоянии 250 мм от глаза устанавливают масштабную линейку 5.

Глаз наблюдателя сквозь призму в микроскопе одновременно видит деления объект-микromетра и деления масштабной линейки. Наблюдатель определяет, какое число делений n_2 масштабной

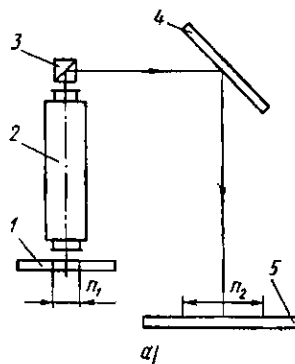
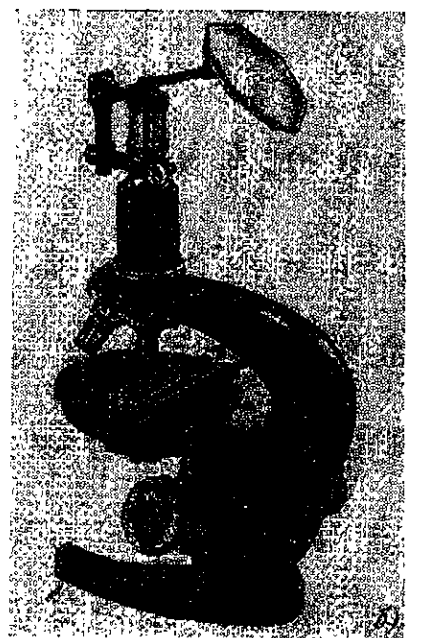


Рис. 154. Измерение увеличения микроскопа по Аббе:

а — схема; б — микроскоп с рисовальным прибором Аббе



линейки совпадает с числом делений n_1 объект-микromетра. Увеличение микроскопа находят по формуле

$$\bar{G} = \frac{l'}{l} = \frac{n_2 m_2}{n_1 m_1},$$

где m_1 — цена деления объект-микromетра;

m_2 — цена деления масштабной линейки (обычно 1 дел. = 1 мм).

На рис. 154, б показан внешний вид микроскопа с установленным на нем рисовальным прибором Аббе.

3. Измерение поля зрения микроскопа

В отличие от лупы поле зрения микроскопа резко ограничивается либо одной из оправ окуляра, либо специальной диафрагмой поля зрения, помещенной в первой фокальной плоскости оку-

ляра. Поскольку микроскоп работает с определенными и близко расположенными предметными плоскостями, его поле зрения задается не в угловых величинах, а в линейных и определяется диаметром видимого круга в предметной плоскости микроскопа. Для нахождения поля зрения микроскопа на его предметный столик помещают прозрачную масштабную шкалу и замечают, сколько делений шкалы укладывается по диаметру видимого круга поля. Измерения выполняют при нескольких положениях масштабной шкалы, поворачивая ее каждый раз на угол 90° . За линейное поле зрения принимают среднее арифметическое значение из полученных отсчетов.

Поле зрения микроскопа проверяют при определенной механической длине тубуса.

Контроль качества изображения и исследование коррекции оптических систем

1. Оценка качества изображения отдельных элементов оптических систем

1. Проверка плоскопараллельных пластин, плоских зеркал и призм

Проверка методом светящейся точки. Пусть на оптическую систему, ограниченную диафрагмой с круглым отверстием, падает пучок параллельных лучей от весьма удаленной светящейся точки.

Если сама оптическая система не вносит никаких искажений в изображение светящейся точки, то из-за дифракции от краев ее апертурной диафрагмы вместо точки будет видно ее дифракционное изображение — кружок Эри.

Если рассматривать это изображение через окуляр, то глаз при хорошо скорректированной оптической системе увидит четкое изображение центрального светлого пятна, окруженное одним или двумя светящимися кольцами, остальные светлые кольца вследствие малой интенсивности не будут видны.

Установка для проверки качества пластин, зеркал и призм (рис. 155) состоит из коллиматора 1 и зрительной трубы 2.

В фокальной плоскости объектива коллиматора помещают диафрагму с точечным отверстием, которое освещают электрической лампой через конденсор; иногда между отверстием и конденсором или конденсором и источником света вводятся различные светофильтры.

Качество коррекции объективов коллиматора и зрительной трубы должно быть таким, чтобы при фокусировке зрительной трубы на изображение светящейся точки в фокальной плоскости объектива зрительной трубы был виден круглый диск Эри, состоящий из центрального пятна и одного-двух светлых колец. Между коллиматором и зрительной трубой вводят испытываемую пластинку. Для проверки зеркал или призм зрительную трубу

поворачивают на соответствующий угол, например на 90° при проверке зеркал, или на угол, равный углу отклонения призмы при проверке призмы.

Если при введении контролируемой детали первоначальный вид кружка Эри не изменяется или его можно восстановить перефокусировкой зрительной трубы, что указывает только на фокусность испытываемой детали, то качество изображения детали считается совершенным.

Образование овала вместо круглого пятна, у которого при перефокусировке окуляра зрительной трубы изменяется направление большой оси на 90° , или образование двух взаимно перпен-

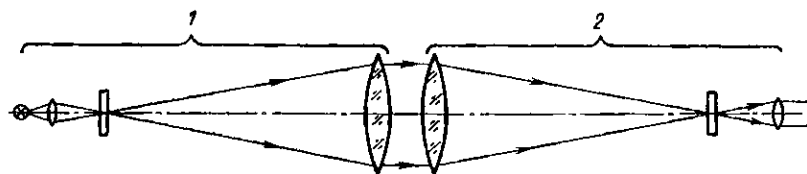


Рис. 155. Схема установки для проверки качества пластин

дикулярных линий свидетельствует о наличии астигматизма у проверяемой детали.

Превращение круглого пятна в треугольное связано с наличием в детали остаточных натяжений, а отдельные «лучики», пересекающие изображение точки, получаются из-за свилей. Иногда «лучики» в изображении точки могут появиться просто вследствие загрязнения проверяемой детали, поэтому перед проверкой контролируемую деталь необходимо тщательно почистить.

При проверке оптических деталей и систем имеет значение размер точечного отверстия, устанавливаемого в фокальной плоскости объектива. Так как это отверстие имеет конечные размеры, его можно рассматривать как совокупность элементарных светящихся точек. Очевидно, что его величина должна быть такой, чтобы кружок Эри, образованный лучами, исходящими от элементарной светящейся точки, расположенной на краю отверстия, накладывался на кружок Эри, образованный лучами от элементарной светящейся точки, расположенной в центре отверстия, или чтобы смещение этих кружков относительно друг друга было незначительным.

Считают, что изображение точечного отверстия будет удовлетворительным, если угловая величина светящегося отверстия будет равна или меньше угловой величины радиуса первого минимума кружка Эри.

Радиус первого темного кольца рассчитывают по формуле

$$r_{m_1} = \frac{1,22\lambda f'}{D};$$

его величина в радианах

$$\psi = \frac{r_{m1}}{f'} = \frac{1,22\lambda}{D}.$$

Полагая $\lambda = 0,000555$ мм, получим

$$\psi'' = \frac{140''}{D}. \quad (74)$$

Такой должна быть и угловая величина отверстия, расположенного в фокальной плоскости объектива коллиматора. Диаметр точечного отверстия коллиматора будет соответственно

$$d = 0,000677 \frac{f'_k}{D},$$

где f'_k — фокусное расстояние объектива коллиматора;
 D — действующая диафрагма.

Действующей диафрагмой может служить либо внутренняя оправа коллиматорного объектива, либо при проверке деталей по диаметру, меньших диаметра коллиматорного объектива, специальная диафрагма, устанавливаемая на коллиматор и ограничивающая выходящий из него пучок света. Диаметр этой диафрагмы должен быть равен или может быть незначительно меньше светового диаметра контролируемой детали.

При проверке некруглых деталей, например призм, также устанавливают круглую диафрагму, по диаметру равную световому диаметру призмы, так как в противном случае будет наблюдаться дифракционная картина светящейся точки не от круглого отверстия, а от прямоугольного или квадратного и сама картина будет соответственно искажаться.

В некоторых случаях при проверке зеркал целесообразно последние располагать перпендикулярно к падающему пучку, например, если и в дальнейшем эти зеркала также располагаются в оптической схеме прибора.

Для этой проверки нужно использовать зрительную трубу с автоколлимационным окуляром, снабженным точечной диафрагмой.

Проверка с помощью миры. Для получения количественной оценки качества изображения используется понятие разрешающей силы. Как известно, под разрешающей силой оптической системы понимают способность оптической системы изображать отдельно точки или штрихи пространства предметов.

Дифракция света ограничивает возможность различения двух близко расположенных точек. Если от каждой точки предмета образуется дифракционное изображение, то, начиная с некоторого расстояния между точками, их изображения будут накладываться друг на друга, и глаз (или другой приемник) не сможет определить, скольким точкам в пространстве предметов соответствует данное изображение.

Практически этот случай представлен на рис. 156, где по оси ординат отложено относительное значение освещенности E , а по оси абсцисс — аргумент m_k функции Бесселя, описывающий распределение света в дифракционном изображении светящихся точек.

Глаз наблюдает результирующую освещенность действия двух светящихся точек в виде двух центральных максимумов и расположенного между ними незначительного спада освещенности (минимума). Условно считают, что глаз может различить этот минимум, если освещенность в нем не более 82% от освещенности в любом из максимумов.

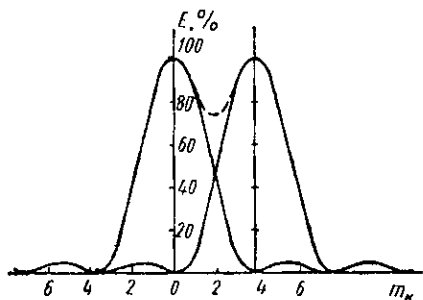


Рис. 156. Наложение дифракционных изображений двух точек предмета

Более четкое различие наступает, если освещенность в минимуме не превышает 74% от освещенности в максимуме. Такое соотношение имеет место, если центр одного из дифракционных изображений проходит через первое темное кольцо (первый минимум) второго дифракционного изображения или, что то же самое, если расстояние между центрами двух дифракционных изображений равно радиусу первого темного кольца.

Для проверки разрешающей силы оптических деталей можно в коллиматоре (см. рис. 155) установить вместо одного отверстия два. Наблюдая в зрительную трубу, следует постепенно уменьшать расстояние между отверстиями. В некоторый момент два отдельных изображения светящихся точек сольются в одно.

Отношение расстояния между двумя светящимися точками в момент слияния их изображений в одно к фокусному расстоянию коллиматора есть разрешающая сила контролируемой системы в угловой мере. Если контролируемая система в достаточной степени совершенна, то разрешающая сила будет близка к теоретической; во всех остальных случаях она будет несколько меньше.

Такой метод определения разрешающей силы применяют в основном в тех случаях, когда оптические системы специально предназначены для наблюдения светящихся точечных объектов, в других случаях светящиеся точки заменяются мирами.

На рис. 157 представлена стандартная штриховая мира, разработанная в ГОИ. Мира состоит из 25 групп штрихов. В каждой группе есть штрихи разных направлений, внутри групп ширина черных штрихов равна ширине белых. Ширина черных и белых штрихов изменяется от группы к группе. Коэффициент перехода от одной группы к другой равен 0,94.

Обычно применяют шесть размером мир с 1 по 6, отличающихся между собой размерами штрихов.

Иногда предельную величину разрешающей силы при применении штриховых мир определяют по формуле, найденной эмпирическим путем:

$$\psi'' = \frac{120}{D}. \quad (75)$$

Методика проверки разрешающей силы по миру аналогична методике проверки по дифракционному изображению светящейся

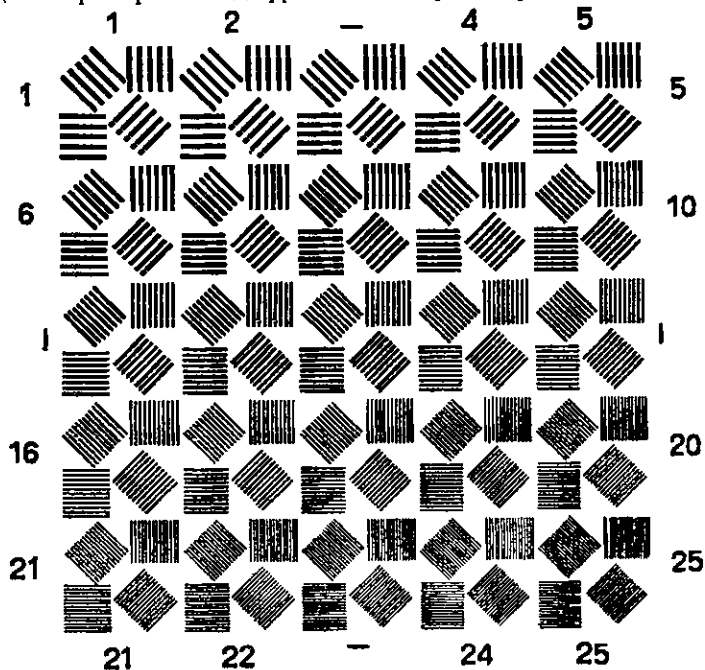


Рис. 157. Стандартная штриховая мира, разработанная в ГОИ

точки. Контролируемую деталь помещают между коллиматором и зрительной трубой и, наблюдая в зрительную трубу, определяют, какая из групп штрихов мира разрешается во всех четырех направлениях.

При проверке качества изображения по разрешающей силе так же, как и по дифракционному изображению светящейся точки, большое значение имеет увеличение зрительной трубы. Необходимо выбрать такую трубу, которая обеспечила бы уверенное наблюдение разрешаемого квадрата мира или дифракционного изображения светящейся точки.

Расчет увеличения зрительной трубы выполняют по формуле

$$\Gamma\psi' = (2 \div 4)', \quad (76)$$

где Γ — необходимое увеличение зрительной трубы;

ψ' — ожидаемая разрешающая сила контролируемой детали.

Меньшее увеличение не позволит уверенно увидеть разрешаемый деталью квадрат, применение трубы с большим увеличением, не изменяя качества разрешаемых квадратов, приведет к большому увеличению мелких дефектов в изображении, не существенных для качества детали при применении ее в оптической системе.

В некоторых случаях коллиматор может быть заменен плоским зеркалом хорошего качества. Такая схема проверки представлена на рис. 158. Схема состоит из объектива зрительной трубы 2, автоколлимационного окуляра 1 и плоского зеркала 4.

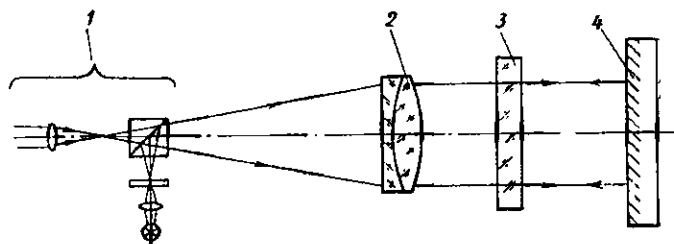


Рис. 158. Схема автоколлимационной установки для проверки качества пластин

При испытании на такой установке следует учесть, что лучи света дважды проходят через контролируемую деталь 3.

Кроме разрешающей силы по виду изображения миры можно оценить и некоторые качественные характеристики изображения. Например, если разрешающая сила неодинакова для линий разного наклона, то в испытываемой детали есть астигматизм, вызванный изменением радиусов кривизны в зависимости от направления сечения детали. Наличие «хвостов» в изображении линий и цифр миры свидетельствует о неудовлетворительном качестве обработки поверхностей детали или о неоднородности материала, из которого изготовлена деталь.

Окрашенность изображения миры связана с клиновидностью в контролируемых деталях (пластинах, призмах). Если после установки детали возникает необходимость в перефокусировке, то контролируемая деталь не афокальна.

При проверке призм с «крышей» часто наблюдают двоение изображения, что указывает на ошибки прямого угла «крыши». По величине двоения изображения миры, которая может быть определена с помощью окуляр-микрометра, можно точно измерить ошибку угла «крыши».

Детали хорошего качества имеют разрешающую силу, близкую к теоретической, а изображение миры получается четким без «хвостов», окраски, двоения и астигматизма. Однако в ряде случаев не обязательно предъявлять столь высокие требования к контролируемым деталям. Требования к плоским деталям в значи-

тельной мере определяются местоположением последних в оптической системе. Например, требования к качеству изображения призм, расположенных вблизи окуляра оптической системы, менее жестки, чем для подобных же призм, расположенных вблизи объектива.

Следует учесть, что иногда из-за ограниченности имеющейся в лаборатории аппаратуры способ оценки качества изображения по виду светящейся точки или по миру оказывается излишне строгим. Например, часто приходится применять зрительную трубу с увеличением, значительно превышающим увеличение, необходимое для контроля конкретной детали. Поэтому в ряде случаев достаточно оценить не прямо качество изображения, создаваемое оптической деталью, а только соответствие детали требованиям, указанным в чертеже.

Не учитывая требований к материалу детали, которые обеспечиваются при технологическом процессе варки и тщательном контроле на стекловаренных заводах, в чертежах на плоские оптические детали задают основные требования к качеству каждой поверхности с допусками на их сферичность и на местные ошибки (отступление от плоскостности или сферичности).

Сферичность поверхности плоских оптических деталей приводит к тому, что они приобретают некоторую фокусность. Местные дефекты поверхностей ухудшают качество изображения, а при значительных величинах — и разрешающую силу.

Наиболее важной и часто встречающейся местной ошибкой является эллиптичность поверхностей, вызывающая астигматизм.

Для контроля этих дефектов можно использовать ту же установку, которая применяется при проверке разрешающей силы и состоит из коллиматора и зрительной трубы; при этом в фокальной плоскости коллиматора вместо миры располагают перекрестие.

Во время проверки, после введения в ход лучей контролируемой детали, определяют среднее смещение x' положения изображения перекрестия от положения изображения, соответствующего «бесконечности» (положение изображения при отсутствии контролируемой детали), и разность положений изображений вертикальной и горизонтальной линий перекрестия $\Delta x'$ или двух других, взаимно перпендикулярных линий.

Допустимые значения x' и $\Delta x'$ можно рассчитать по формулам¹

$$x' = \frac{f'^2}{d^2 \cdot 10^3} \left(\sum_{i=1}^l N_{n_i} + 6 \sum_{i=1}^m N_{o_i} \right); \quad (77)$$

$$\Delta x' = \frac{f'^2}{d^2 \cdot 10^3} \left(\sum_{i=1}^l \Delta N_{n_i} + 6 \sum_{i=1}^m \Delta N_{o_i} + 6 \sum_{i=1}^k N_{o_i} \sin \alpha_i \operatorname{tg} \alpha_i \right), \quad (78)$$

¹ Кривовяз Л. М. Новый метод контроля качества оптических деталей с плоскими поверхностями. Сборник статей МВТУ, М., Оборонгиз, 1961.

где f' — фокусное расстояние объектива зрительной трубы;
 d — световой диаметр проверяемой детали;

$\sum_{i=1}^l N_{\pi_i}$ — сумма допустимых отступлений в интерференционных кольцах на всех преломляющих поверхностях детали;

$\sum_{i=1}^m N_{o_i}$ — сумма допустимых отступлений в интерференционных кольцах на всех отражающих поверхностях детали;

$\sum_{i=1}^l \Delta N_{\pi_i}$ — сумма местных ошибок на всех преломляющих поверхностях;

$\sum_{i=1}^m \Delta N_{o_i}$ — сумма местных ошибок на всех отражающих поверхностях;

α_i — угол, под которым расположена к падающему лучу i -я поверхность.

Пример. Требуется определить допустимую перефокусировку из-за фокусности и допустимый астигматизм при проверке пентапризмы со световым диаметром 50 мм, у которой отступление от плоскостности на каждой преломляющей грани должно быть не более одного интерференционного кольца, а на каждой отражающей грани не более 0,3 кольца. Местные ошибки на каждой грани соответственно не более 0,3 и 0,1 кольца.

Пусть проверка осуществляется с помощью зрительной трубы с фокусным расстоянием объектива $f' = 1000$ мм, тогда

$$\sum_{i=1}^l N_{\pi_i} = \sum_{i=1}^2 1 = 2;$$

$$\sum_{i=1}^l \Delta N_{\pi_i} = \sum_{i=1}^2 0,3 = 0,6;$$

$$\sum_{i=1}^m N_{o_i} = \sum_{i=1}^2 0,3 = 0,6;$$

$$\sum_{i=1}^m \Delta N_{o_i} = \sum_{i=1}^2 0,1 = 0,2;$$

$$\sum_{i=1}^k N_{o_i} \sin \alpha_i \operatorname{tg} \alpha_i = \sum_{i=1}^2 0,3 \sin 22^\circ 30' \operatorname{tg} 22^\circ 30' \approx 0,1.$$

Подставив полученные величины в формулы (77) и (78), получим

$$x' = \frac{1000^3}{50^3 \cdot 10^3} (2 + 6 \cdot 0,6) \approx 2,2 \text{ мм};$$

$$\Delta x' = \frac{1000^2}{50^2 \cdot 10^3} (0,6 + 6 \cdot 0,2 + 6 \cdot 0,1) \approx 1 \text{ мм}.$$

В этом способе нет необходимости в строгом подборе увеличения зрительной трубы, важно только, чтобы выходной зрачок зрительной трубы был не менее 0,5—1 мм, т. е. чтобы обеспечивалась необходимая точность продольной фокусировки.

Замена проверки качества обработки отдельных поверхностей суммарной проверкой имеющих на них отступлений целесообразна также и тем, что в ряде случаев наблюдается компенсация отступлений одной или нескольких поверхностей отступлениями других поверхностей.

Проверка с помощью интерферометра. В ряде случаев к плоским оптическим деталям предъявляют особо высокие требования, например к спектральным призмам, пластинкам интерферометров, пластинкам и клиньям геодезических приборов и т. д. Для проверки таких деталей используют различные типы интерферометров.

Для проверки качества плоских деталей применяют схему интерферометра Майкельсона (рис. 159, а).

В схеме свет от монохроматического источника 1 проходит через отверстие 2, расположенное в фокальной плоскости объектива коллиматора 3, и параллельным пучком падает на разделительное зеркало 4.

Далее пучок света разделяется на две части. Первая часть пучка, отразившись от полусеребряной грани зеркала 4, падает перпендикулярно на зеркало сравнения 5, отражается от него, проходит разделительное зеркало 4 и собирается в фокальной плоскости объектива коллиматора 7, где установлена диафрагма 8. Вторая часть пучка лучей проходит через разделительное зеркало 4, контролируемую деталь 9, отражается от зеркала сравнения 6 и разделительного зеркала 4 и также собирается в фокальной плоскости объектива коллиматора 7.

При юстировке оба коллиматора интерферометра с объективами коллиматоров 3 и 7 устанавливаются соответственно с помощью автоколлимации перпендикулярно зеркалам 6 и 5, а разделительное зеркало 4 — по биссектрисе угла между зеркалами 6 и 5. Правильность расположения зеркала 4 проверяют с помощью

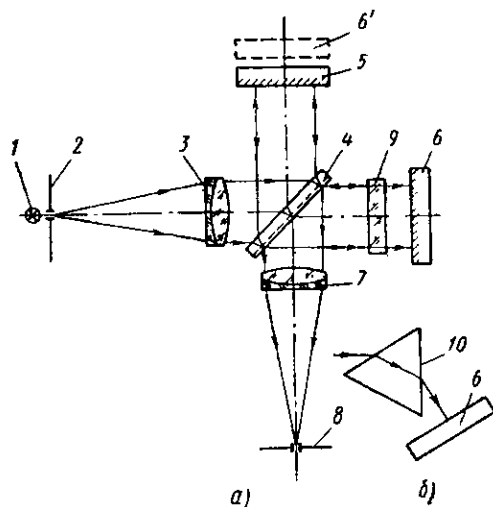


Рис. 159. Схема интерферометра Майкельсона:

а — проверка плоских деталей; б — проверка призмы

Окуляря по совпадению двух изображений отверстия 2 в фокальной плоскости объектива 7. При правильной юстировке между зеркалом 5 и изображением 6' зеркала 6 образуется воздушная плоскопараллельная пластинка.

С точки зрения волновой теории, из точечного источника света (диафрагмы 2) выходит сферическая волна. Объективом 3 она превращается в плоскую волну. Зеркало 4 разделяет последнюю на две плоские волны, которые после отражения от зеркал 5 и 6 встречаются вновь за разделительным зеркалом 4 и интерферируют между собой. Результат интерференции зависит от разности хода между интерферирующими волнами.

Таким образом, если зеркала 5 и 6 имеют первоклассные поверхности, то глаз наблюдателя, расположенный в точке расположения диафрагмы 8, увидит, при отсутствии испытуемой детали, либо свет, либо темноту.

При небольшом наклоне зеркала 6 или зеркала 5 между зеркалом 5 и изображением 6' зеркала 6 образуется воздушный клин. В результате будет наблюдаться интерференция в воздушном клине и глаз увидит ряд прямых, равно отстоящих друг от друга интерференционных полос равной толщины.

Если в одну из ветвей интерферометра ввести контролируемую деталь, которая имеет какие-либо дефекты материала или поверхностей, то это немедленно приведет к нарушению плоского фронта волны в той ветви интерферометра, в которую помещена эта деталь, и глаз будет наблюдать результат интерференции двух волн: одной плоской, отраженной от зеркала 5, и второй деформированной, отраженной от зеркала 6.

Поскольку свет дважды проходит через испытуемую деталь, глаз наблюдателя увидит удвоенное влияние дефектов контролируемой детали.

Для получения контрастной интерференционной картины необходимо уравнивать оптические длины хода двух интерферирующих пучков с учетом толщины контролируемой детали. Это достигается передвижением зеркала 5 вдоль оси пучка.

При проверке призм зеркало 6 устанавливают так (рис. 159, б), чтобы выходящий из испытуемой призмы 10 пучок лучей был перпендикулярен поверхности зеркала 6.

Таким образом, наблюдая в интерферометр, по виду интерференционных полос глаз легко оценивает суммарный эффект вносимых искажений контролируемой детали. Сферичность поверхностей контролируемой детали приводит к образованию колец в интерференционной картине; нарушение сферичности приводит к искажению формы колец, например, при астигматизме кольца вытягиваются. Местные искажения на поверхностях, а также неоднородности в материале детали приводят к образованию местных искажений в интерференционной картине.

Интерферометры используются не только для контроля, но и для исправления особо точных деталей, например, спектральных призм.

Исправление осуществляют путем местной полировки (ретушировки) одной из граней детали, причем безразлично, находятся ли дефекты, вызвавшие искажение фронта волны света, на этой же грани или на какой-либо другой, или даже внутри материала, из которого изготовлена деталь.

В процессе исправления все время выполняют контроль по интерференционной картине.

2. Проверка линзовых компонентов, корригированных на сферическую aberrацию

Для обеспечения хорошего качества изображения собранной оптической системы необходимо контролировать и сферические детали.

Обычно проверяют качество изображения самостоятельно корригированных элементов, например, склеенных и несклеенных объективов, оборачивающих линз телескопических систем и др. Проверку выполняют на установках, состоящих из коллиматора и микроскопа. В фокальной плоскости коллиматора помещают миру. Для особо ответственных деталей, например для объективов дальномера, качество изображения проверяют по виду дифракционного изображения точки.

Апертура объектива наблюдательного микроскопа должна быть больше или, в крайнем случае, равна апертуре контролируемой детали. Увеличение микроскопа рассчитывают так, чтобы угловой размер изображения расстояния между двумя разрешаемыми штрихами мира находился в пределах 2—4'.

При расчете увеличения микроскопа предполагают, что контролируемый объектив или контролируемая склеенная линза и микроскоп представляют собой одну телескопическую систему, в которой микроскоп играет роль окуляра.

Как и ранее, для расчета увеличения применяют формулу

$$\Gamma\psi' = (2 \div 4)'.$$

Здесь ψ' — ожидаемая разрешающая сила контролируемого объектива;

Γ — видимое увеличение телескопической системы (контролируемый объектив + микроскоп);

$$\Gamma = \frac{f'_o}{f'_m}; \quad f'_m = \frac{250}{N},$$

где f'_o — фокусное расстояние контролируемого объектива;

f'_m — фокусное расстояние микроскопа;

N — общее увеличение микроскопа.

$$\Gamma = \frac{f'_0 N}{250} \quad \text{или} \quad \frac{f'_0 N}{250} \psi' = (2 \div 4)',$$

откуда

$$N = \frac{500}{f'_0 \psi'} \div \frac{1000}{f'_0 \psi'}.$$

При проверке объективов или линз необходимо оптическую ось контролируемой детали установить на скамье параллельно оптической оси объектива коллиматора, при этом наблюдаемое изображение миры или точки будет находиться на оси контролируемой системы. Даже небольшие наклоны контролируемой детали приводят к образованию астигматизма и комы, что делает метод контроля неопределенным.

Для правильной установки контролируемой детали по отношению к оси коллиматора наблюдают так называемые «блики», или вторичные изображения миры коллиматора, образованные при частичном отражении проходящего пучка лучей от отдельных поверхностей линз объектива коллиматора и контролируемой детали и поперечными смещениями, а также соответствующими наклонами контролируемой детали добиваются расположения всех наблюдаемых бликов примерно на одной линии. При таком положении контролируемой детали ее ось будет параллельна оси коллиматора.

В некоторых случаях для более точной юстировки можно использовать непосредственное наблюдение дифракционного изображения точки. Небольшие наклоны контролируемой детали приводят к появлению «хвоста» в изображении точки, вызванного комой. Устранение «хвоста» может служить хорошим критерием правильности установки контролируемой детали. Если никакими наклонами детали не удастся избавиться от комы на оси, то это свидетельствует о децентрировке самой детали, а не об ошибке в ее установке; тогда деталь устанавливают так, чтобы кома была минимальной.

При проверке длиннофокусных объективов, например объективов дальномера, часто светящуюся точку ставят не в коллиматор, а самостоятельно на расстоянии 10—20 м, потому что ее размеры в коллиматоре получились бы очень малыми.

От таких объективов обычно требуют образования идеального дифракционного изображения светящейся точки. В остальном проверка длиннофокусных объективов ничем не отличается от проверки других объективов.

1. Общие понятия

Оценка качества изображения фотообъективов может быть дана по качеству снимков, полученных этими объективами в реальных условиях фотографирования. Однако такая оценка не имеет количественных критериев и результаты ее зависят от многих факторов, которые часто трудно стандартизировать. Поэтому контроль фотообъективов осуществляется другими методами.

Проверку опытных образцов фотографических объективов выполняют по оценке качества изображения светящейся точки и методом измерения остаточных аберраций.

Кроме того, проводят фотографические испытания, в процессе которых определяют фотографическую разрешающую силу объективов для центра и отдельных точек поля зрения.

При проверке качества изображения серийно изготавливаемых объективов ограничиваются оценкой качества изображения светящейся точки и определением фотографической разрешающей силы. Все чаще оценку качества изображений фотографических систем осуществляют измерением частотно-контрастной характеристики (ЧКХ). Частотно-контрастная характеристика дает количественную оценку контраста в изображении структур предметов различных частот и тем самым, помимо разрешающей силы, позволяет количественно определить качество изображения.

С точки зрения теории ЧКХ разрешающая сила — это частота в изображении периодически расположенных объектов, например, светящихся точек или штрихов миры, при которой контраст между изображениями объектов и окружающим их фоном находится на границе контрастной чувствительности приемника (глаза, фотоэлемента или др.), воспринимающего эти изображения.

В некоторых случаях определяют также «краевую резкость», или «пограничную кривую», т. е. функцию распределения оптической плотности в изображении края (границы) резко очерченного предмета в направлении, перпендикулярном к этому краю. Однако этот метод не получил широкого распространения в практике оптических измерений и поэтому не рассматривается.

Таким образом, применяются четыре основных метода проверки качества изображения фотографических объективов.

1. Наблюдение изображения светящейся точки, а также в некоторых случаях изображения миры.
2. Измерение остаточных аберраций.
3. Фотографические испытания.
4. Определение частотно-контрастных характеристик.

Проверка качества изображения первыми тремя методами осуществляется на одной и той же установке — оптической скамье,

поэтому прежде чем рассматривать указанные методы, приведем описание конструкции оптической скамьи.

На рис. 160, *а* изображена схема оптической скамьи, предназначенной для контроля фотообъективов, а на рис. 160, *б* — общий вид одной из моделей оптической скамьи.

Свет от источника 1 (рис. 160, *а*) проходит через конденсор 2, светофильтр 3 и собирается в фокальной плоскости объектива коллиматора 5, где помещена точечная диафрагма 4, или мира, или раздвижная щель. За коллиматором в специальном объективодержателе 7 устанавливают контролируемый объектив 6. Параллельный пучок лучей, выходящих из коллиматора, проходит через контролируемый объектив и собирается в его фокальной плоскости, где получается изображение теста коллиматора.

Это изображение рассматривают с помощью микроскопа 9 или фотографируют точной фотокамерой, устанавливаемой вместо микроскопа. Объективодержатель 7 и микроскоп 9 монтируют на поворотном рычаге 12, расположенном на секторе 15 станины 14. Рычаг 12 имеет возможность поворачиваться вокруг оси 13, по отношению к оптической оси коллиматора на углы $\pm (60 \div 90)^\circ$ (в разных конструкциях оптических скамей углы поворота рычага различны).

Объективодержатель 7 устанавливают так, чтобы зрачок входа испытуемого объектива или вершина первой линзы объектива располагались вблизи оси 13. При этом пучок света, выходящий из коллиматора, должен перекрывать всю площадь первой линзы контролируемого объектива. Для правильной установки объективодержатель 7 можно смещать вдоль оси коллиматора с помощью винта 8. В некоторых конструкциях объективодержатель можно также поворачивать вокруг вертикальной оси. Объектив 6 закрепляют в объективодержателе через переходные кольца.

Микроскоп 9 или точную фотокамеру, в которой обеспечено стабильное положение фотопластинки или фотопленки, укрепляют на крестовине 16. Крестовину 16 монтируют на ползуне 10, который может перемещаться по каретке 11, установленной на поворотном рычаге 12. Ползун с крестовиной перемещаются вдоль оси каретки 11 посредством винта 18. Каретка 11 также может смещаться вдоль оси поворотного рычага 12.

Микроскоп, как и точная фотокамера, может также перемещаться перпендикулярно оси коллиматора по крестовине 16 посредством каретки 17.

Перед проведением испытаний фотообъективов ось коллиматора устанавливают перпендикулярно опорному торцу объективодержателя 7 и крестовине 16 с точностью до 1—2'. Для этого точечную диафрагму или миру, расположенные в коллиматоре, заменяют автоколлимационным окуляром, а к опорному торцу объективодержателя и также к крестовине прикладывают точную плоскопараллельную пластинку. Если направляющие крестовины, по которым движется каретка с кассетой, выполнены в виде «ла-

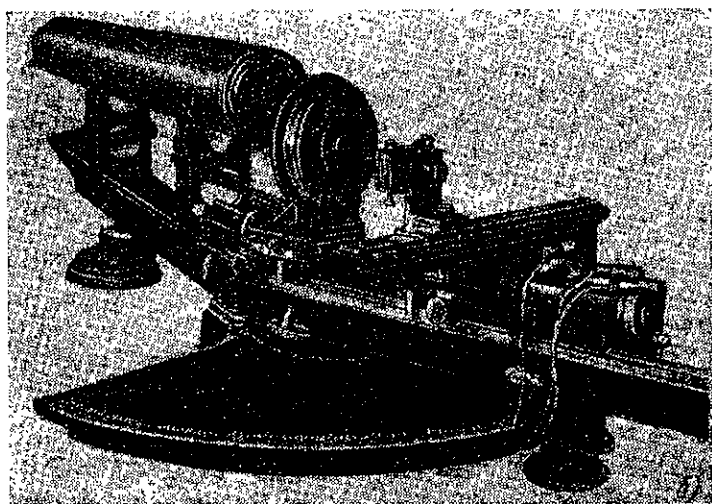
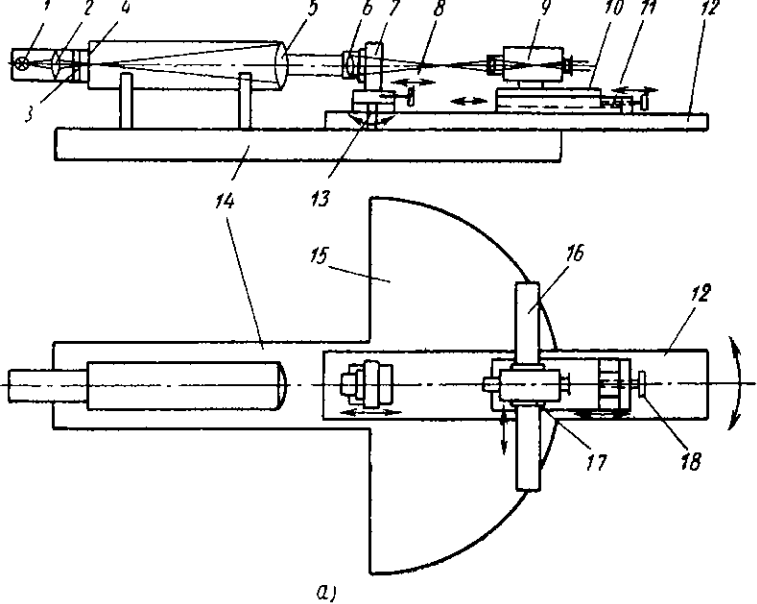


Рис. 160. Оптическая скамья для испытаний фотообъективов:
а — схема; б — внешний вид

«точка хвоста», то для создания опоры для плоскопараллельной пластины в них вставляют шлифованный металлический или стеклянный валик.

При правильной юстировке скамьи автоколлимационные изображения креста окуляра от опорного торца объективодержателя, а также от направляющих крестовины совпадут с самим крестом.

2. Контроль качества изображения по виду дифракционного изображения точки

Для оценки качества объектива по виду дифракционного изображения точки сначала в фокальной плоскости объектива коллиматора устанавливают мишу, а микроскоп фокусируют на ее резкое изображение, т. е. находят фокальную плоскость контролируемого объектива, затем, заменив мишу точечным отверстием, оценивают качество дифракционного изображения точки.

Отверстие в коллиматоре принято устанавливать таким, чтобы диаметр его изображения в фокальной плоскости контролируемого объектива был равен 0,01 мм. Такой размер отверстия соизмерим с фотографической разрешающей силой контролируемого объектива.

Увеличение микроскопа подбирают так же, как это было показано в случае проверки линзовых компонентов.

При выборе микроскопа следует помнить, что апертура объектива микроскопа должна быть не меньше апертуры контролируемого объектива. Однако при рассматривании изображения светящейся точки на углах поля апертурный угол объектива микроскопа должен быть больше апертурного угла контролируемого объектива на половину угла поля зрения, при котором выполняют наблюдения. Например, необходимо проверить объектив с относительным отверстием $1 : 2$ и полем зрения $2\beta = 45^\circ$. При проверке его качества изображения по центру поля зрения апертурный угол u объектива микроскопа должен быть не менее 14° , а его апертура соответственно не менее 0,25. При проверке объектива по краю поля зрения необходим микрообъектив с апертурным углом не менее $36^\circ 30'$ ($u + \beta$), т. е. с апертурой, равной 0,6. Из каталога микрообъективов выбираем ближайший к нему объектив с апертурой 0,65 и увеличением $40\times$.

В отличие от дифракционного изображения светящейся точки, создаваемого хорошо скорректированными объективами наблюдательных приборов, фотографические объективы с большими относительными отверстиями даже на оси часто образуют не четкие дифракционные изображения, а небольшие пятна, в которых дифракционные кольца почти смазаны. Типичная картина изображения точки состоит из небольшого центрального ядра и окружающего его светлого пятна. Наблюдение такого изображения позволяет в известной степени судить о качестве объектива.

При проверке качества объективов по этому методу обращают внимание на форму пятна, окраску, а также на изменение его при расфокусировке.

Так же как и при проверке отдельных оптических деталей и объективов наблюдательных систем, овальность изображения точки свидетельствует об астигматизме, нарушение симметрии в изображении обусловлено свиями и натяжениями в стекле, несимметричное расположение центрального ядра — ошибками центрировки фотообъективов.

Помимо изображения точки на оси фотообъектива часто наблюдают изображение точки и вне оси. Изображения светящейся точки для внеосевых пучков различны для разных типов объективов и зависят от остаточных aberrаций, но мало изменяются для объективов одного и того же типа.

С помощью наблюдений изображений точки вне оси легко можно проверить влияние центрировки на качество изображения, создаваемого наклонными пучками. Осуществляется это следующим образом: поворачивают объектив с объективодержателем вокруг вертикальной оси на некоторый угол и, наблюдая изображение светящейся точки, вращают объектив вокруг его горизонтальной оси на 360° . Если при этом вид изображения точки не изменяется, то система хорошо центрирована. При изменении характера дифракционного изображения точки перефокусировкой микроскопа можно получить изображение точки почти первоначального вида. При этом величина необходимой перефокусировки микроскопа служит мерой децентрировки контролируемого объектива.

При проверке по полю широкоугольных объективов возникает необходимость в применении объективов микроскопа с очень большой апертурой, что неудобно из-за возрастания увеличения микроскопа. В таких случаях перед микроскопом устанавливают матовое стекло и изображение светящейся точки сначала фокусируют на матовое стекло, а затем рассматривают через микроскоп. Поскольку матовое стекло рассеивает лучи света, часть из них попадает в микроскоп даже при применении объективов с малой апертурой. Матовое стекло часто делают вращающимся, чтобы его структура была менее заметна.

3. Контроль качества изображения по остаточным aberrациям

Все методы определения aberrаций можно разделить на две большие группы: методы определения геометрических aberrаций и методы определения волновых aberrаций.

Методы измерения геометрических aberrаций охватывают целую группу различных методов, однако в настоящее время в основном используют метод Коттона—Линника и в некоторых случаях метод Максудова—Уханова. Поэтому ограничимся описа-

нием только этих двух методов. Кроме того, рассмотрим способы измерения дисторсии.

Определение аберраций по методу Линника. Этот метод обеспечивает возможность измерения поперечной сферической аберрации и комы в изображении точки на оптической оси, продольной сферической аберрации в изображении точки на оптической оси, измерения вторичного спектра и измерения поперечной сферической аберрации для точек вне оптической осн.

Схема установки для измерения аберраций приведена на рис. 161. Свет от источника 1 собирается конденсатором 2 на раздвижной щели 4, установленной в фокальной плоскости объектива

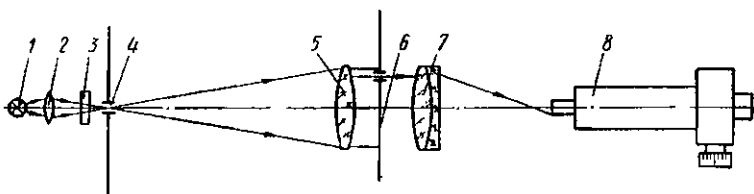


Рис. 161. Схема измерения аберраций по Линнику

коллиматора 5. Перед щелью 4 помещают светофильтр 3. Подвижная диафрагма 6, представляющая собой небольшое прямоугольное отверстие, выделяет из параллельного пучка лучей узкий пучок, который затем падает на испытуемый объектив 7. Далее лучи собираются в фокальной плоскости объектива 7, образуя там изображение щели 4. Это изображение затем рассматривают в микроскоп 8, имеющий окуляр-микрометр.

Ширина прямоугольного отверстия в диафрагме 6 существенно сказывается на виде изображения щели 4. Если ее взять большей, то изображение щели получится достаточно узким и четким, однако такое отверстие выделяет слишком большую площадь из зрачка контролируемой системы и измерения аберраций станут неопределенными.

С уменьшением ширины прямоугольного отверстия начинают проявляться дифракционные явления, в результате чего появляются вместо одного несколько изображений щели: центральное, наиболее яркое и симметрично от него боковые, меньшей интенсивности.

Практически глаз видит так называемую тройниковую картину, состоящую из трех изображений щели: центрального, соответствующего нулевому дифракционному максимуму, и двух боковых, соответствующих первым максимумам дифракционной картины.

Для повышения точности измерения узкий пучок лучей выделяют не одним отверстием, а двумя близкорасположенными прямоугольными отверстиями (рис. 162, а). Принято ширину каждого

отверстия b брать равной $\frac{1}{100}$ фокусного расстояния контролируемого объектива, высоту отверстия $h = 3b$ и расстояние между отверстиями $d = 2b$.

На рис. 162, б (1) показано изображение щели коллиматора при большой ширине прямоугольного отверстия диафрагмы b (см. рис. 161), на рис. 162, б (2) — изображение той же щели при малой ширине прямоугольного отверстия диафрагмы b (см. рис. 161).

Применение парных отверстий приводит к образованию внутри каждого максимума еще нескольких очень четких максимумов, как это показано на рис. 162, б (3), что в значительной степени облегчает проведение измерений и повышает их точность.

Ширину щели 4 (см. рис. 161), установленной в фокальной плоскости объектива коллиматора, определяют экспериментально, исходя из условий наблюдения резкой дифракционной картины.

Измерения поперечной сферической aberrации на указанной установке (см. рис. 161) проводят следующим образом: передвигают диафрагму b перпендикулярно оптической оси испытуемой системы и при этом через микроскоп наблюдают за изображением щели 4; при отсутствии поперечной сферической aberrации изображение щели в фокальной плоскости контролируемого объектива будет неподвижным при всех положениях диафрагмы b , при наличии же сферической aberrации изображение щели будет смещаться в направлении, перпендикулярном к оси установки. Это смещение измеряют с помощью окуляр-микрометра микроскопа (рис. 163).

По результатам измерений строят график поперечной сферической aberrации. По оси абсцисс откладывают величину смещения изображения щели $\Delta y'$, а по оси ординат — зоны m контролируемого объектива, т. е. высоту падения лучей на испытуемый объектив, отсчитываемую от его оси, или отношение $\frac{m}{D}$, где D — диаметр зрачка входа объектива. Замена зоны m отношением $\frac{m}{D}$ позволяет более наглядно сравнивать графики aberrаций объектива, отличающиеся друг от друга размерами входных зрачков. Вид графика зависит от плоскости, в которой выполняются измерения.

Поскольку aberrацию обычно рассчитывают по отношению к гауссовой плоскости, целесообразно и измерение aberrаций

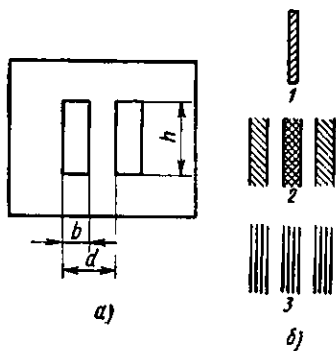


Рис. 162. Диафрагма для измерения aberrаций

проводить в этой же плоскости. Для нахождения гауссовой плоскости передвигают диафрагму b (см. рис. 161) перпендикулярно оси испытуемого объектива в центральной части зрачка входа.

Если микроскоп приблизительно сфокусирован на гауссовую плоскость контролируемого объектива, то изображение щели 4

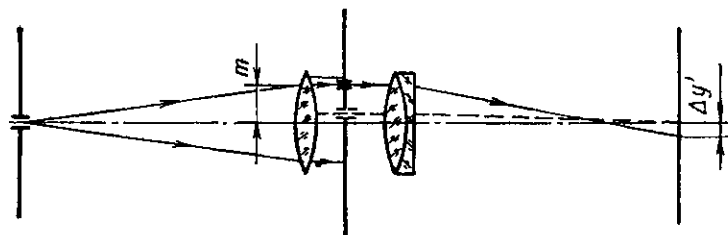


Рис. 163. Схема измерения поперечных aberrаций

не будет смещаться относительно перекрестия окуляр-микрометра, в противном случае будем наблюдать смещение изображения щели 4.

Для совмещения предметной плоскости микроскопа с гауссовой плоскостью контролируемого объектива микроскоп перемещают вдоль его оси.

Окончательную проверку правильности фокусировки микроскопа на гауссовую плоскость осуществляют по виду графика поперечной сферической aberrации.

Если касательная к графику сферической aberrации в его центральной части совпадает с осью ординат, то измерения были произведены в гауссовой плоскости. При измерении aberrаций не в гауссовой плоскости для нахождения aberrации в гауссовой плоскости следует провести касательную к графику aberrаций в центральной его части и aberrации

отсчитывать относительно этой касательной.

На рис. 164, а представлена сферическая aberrация, измеренная в гауссовой плоскости. На рис. 164, б представлена та же aberrация, измеренная вне гауссовой плоскости. Смещение плоскости измерения характеризуется наклоном кривой aberrации.

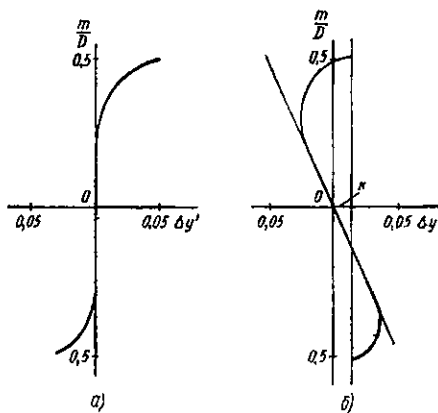


Рис. 164. Графики поперечной aberrации в различных плоскостях установки:
а — в гауссовой плоскости; б — вне гауссовой плоскости

Для определения комы соединяют крайние точки кривой поперечной аберрации прямой линией; расстояние k , отсекаемое этой прямой на оси абсцисс, характеризует кому.

Для нахождения поперечной сферической аберрации для точки вне оси сохраняют ту же схему, однако испытуемый объектив поворачивают на скамье на определенные, интересующие исследователя, углы. Порядок и процесс измерений те же, что и для осевой точки.

Далее измерения повторяют для нескольких диаметральных сечений объектива. Несовпадение кривых аберраций в разных сечениях свидетельствует о децентрировке контролируемой системы.

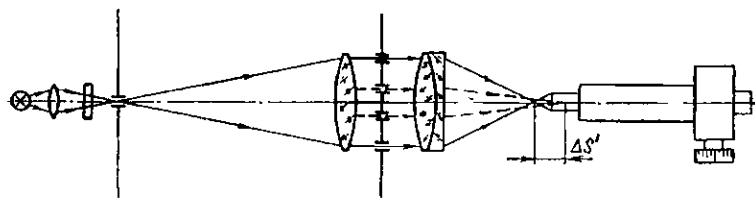


Рис. 165. Схема измерений продольных аберраций

Продольную сферическую аберрацию измеряют как разность продольных перефокусировок микроскопа на изображение щели, при этом открывают сразу по два симметричных относительно оси парных отверстия, как это показано на рис. 165.

Если продольная сферическая аберрация существует, то точки пересечения лучей после их прохождения через контролируемый объектив будут находиться на разных расстояниях от вершины испытуемой системы в зависимости от высоты, на которой лучи проходят контролируемую систему.

По результатам измерений строят график, на оси абсцисс откладывают смещение микроскопа $\Delta S'$ и по оси ординат отношение $\frac{m}{D}$. Так как при переходе к зонам, близким к оси, резко возрастает глубина фокусировки (углы между пересекающимися лучами становятся малыми) и наводка микроскопа получается неопределенной, то точки графика, соответствующие малым зонам, находятся путем экстраполяции.

Измерения поперечной и продольной сферических аберраций выполняют в большинстве случаев для узкой спектральной области с максимумом пропускания для длины волны $\lambda = 589,3$ нм (линия D), полученной путем использования узкополосного интерференционного светофильтра.

Измерение хроматической аберрации выполняют так же, как измерение продольной сферической аберрации, однако при этом открывают только одну зону, обычно $m = 0,7r$, и в процессе измерений меняют светофильтры.

Таким образом определяют положения фокусов одной зоны для лучей разного цвета; принято проводить измерения для линий C, D, e, F . По результатам измерений строят график: по оси абсцисс откладывают смещения микроскопа, а по оси ординат — длины волн.

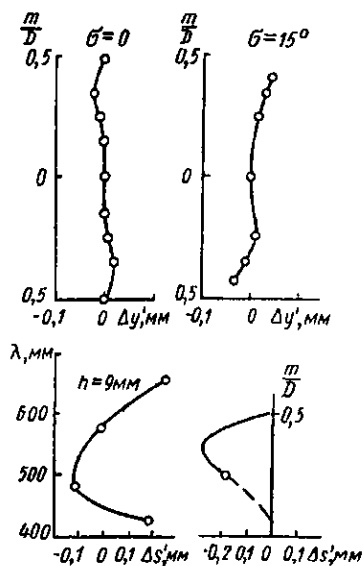


Рис. 166. Графики aberrаций объектива Телемар-22

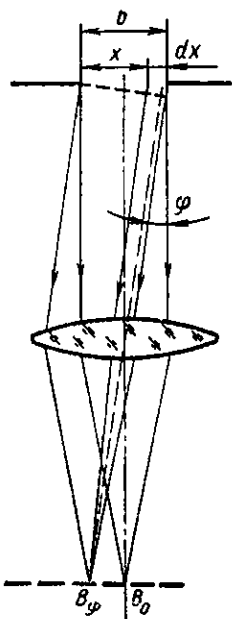


Рис. 167. Схема дифракционных явлений от одной щели

На рис. 166 представлены графики поперечной aberrации $\Delta y'$ на оптической оси $\sigma = 0$ и на угле поля $\sigma = 15^\circ$, график продольной хроматической aberrации $\Delta S = f(\lambda)$ и график продольной сферической aberrации $\Delta S'$ объектива Телемар-22 (1 : 5,6/200).

Для определения точности измерений aberrаций рассмотрим более подробно дифракционные явления от одного и двух отверстий.

Пусть пучок параллельных лучей падает на щель, расположенную перед собирающей оптической системой (рис. 167), тогда волновое возмущение в точке B_ϕ фокальной плоскости оптической системы выразится известной формулой

$$S = A_0 \frac{\sin \frac{bk \sin \phi}{2}}{\frac{bk \sin \phi}{2}} \cos \left(\omega t - \frac{bk \sin \phi}{2} \right), \quad (79)$$

здесь A_0 — амплитуда колебаний в точке B_0 на оптической оси системы;
 b — ширина щели;
 φ — угол наклона дифрагированных лучей;
 ω — круговая частота;
 t — текущее время;

$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$, где λ — длина волны света, при которой проводят наблюдения.

Амплитуда колебаний в точке B_φ будет

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi}. \quad (80)$$

Таким образом, при изменении угла φ освещенность вдоль экрана меняется периодически. Освещенность равна 0, когда

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = n\pi, \quad n = 1, 2, 3 \dots,$$

т. е. когда

$$\sin \varphi = \frac{n\lambda}{b}$$

или

$$b \sin \varphi = \lambda; 2\lambda; 3\lambda \dots$$

Освещенность будет максимальной, когда

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = 0 \text{ или } \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} = 1,43\pi, \text{ или } \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} = 2,46\pi,$$

$$\text{или } \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = 3,47\pi \dots,$$

или когда $b \sin \varphi = 0; 1,43\lambda; 2,46\lambda; 3,47\lambda \dots$

При измерениях аберраций рекомендуют выбирать размер ширины каждой щели и размер непрозрачного промежутка между двумя щелями, равным $\frac{1}{100}$ фокусного расстояния контролируемого объектива.

Полагая $b = 0,01f'$, найдем первый минимум при условии, что

$$b \sin \varphi = \lambda$$

или

$$\frac{f'}{100} \sin \varphi = \lambda,$$

откуда

$$\sin \varphi = \frac{100\lambda}{f'}. \quad (81)$$

Линейное расстояние от центра изображения до первого минимума будет

$$f' \operatorname{tg} \varphi \approx f' \sin \varphi = 100\lambda, \quad (82)$$

а ширина всего центрального изображения (нулевого максимума) будет равна 200λ .

Если $\lambda = 0,0005$ мм, то ширина нулевого максимума равна 0,1 мм. Таким образом, щель шириной $b = \frac{1}{100} f'$, стоящая перед объективом, расширяет изображение щели, помещенной в фокальной плоскости коллиматора, до 0,1 мм в направлении, перпендикулярном к длине щели.

Фактически при измерении аберраций участвуют две щели, расположенные перед собирающей испытуемой системой (рис. 168).

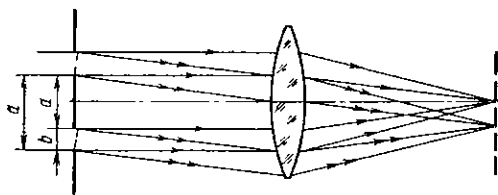


Рис. 168. Схема дифракционных явлений от двух щелей

В этом случае помимо минимумов, получающихся при условии, что

$$b \sin \varphi = \lambda; 2\lambda; 3\lambda \dots,$$

будут добавочные минимумы, если

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}; \quad \frac{3}{2} \lambda; \quad \frac{5}{2} \lambda \dots$$

Кроме того, появятся новые максимумы, если

$$d \sin \varphi = 0; \lambda; 2\lambda; 3\lambda \dots$$

Эти максимумы называются главными, так как действие одной щели усиливается действием второй. В этом случае вместо одного центрального максимума появятся несколько главных максимумов.

Положим $d = 2b$ и по-прежнему $b = 0,01f'$, тогда первый добавочный минимум будет при условии

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2} \text{ или } \frac{2}{100} f' \sin \varphi = \frac{\lambda}{2},$$

или

$$\sin \varphi = 25 \frac{\lambda}{f'}. \quad (83)$$

Линейное расстояние от центра изображения до первого добавочного минимума будет

$$f' \operatorname{tg} \varphi \approx f' \sin \varphi = 25\lambda, \quad (84)$$

а ширина всего центрального изображения будет $50\lambda = 0,025 \text{ мм}$.

Таким образом, введение второй щели уменьшает ширину дифрагированного изображения в 4 раза и делает его более удобным для наведения. Если предположить, что можно разделить это изображение нитью на две равные части с точностью до $0,2-0,25$ его ширины, то ошибка наведения при измерении поперечной аберрации составит $0,005-0,007 \text{ мм}$. Это и есть главная ошибка при измерении поперечных аберраций.

Общая ошибка при измерении поперечной аберрации независимо от ее величины не превышает $0,01-0,015 \text{ мм}$ и может быть несколько уменьшена с увеличением числа измерений.

При измерении продольной сферической аберрации точность измерения зависит от: 1) чувствительности глаза к смещению нулевого максимума, образованного одной парной щелью, от нулевого максимума, образованного второй парной щелью. Эту ошибку можно считать равной $1/3$ ширины нулевого максимума, или в нашем случае $0,008 \text{ мм}$;

2) отношения величины зоны к величине фокусного расстояния контролируемого объектива $\frac{m}{f'}$.

Общая ошибка наведения в мм будет

$$\delta = \frac{f'}{2m} 0,008. \quad (85)$$

В табл. 15 даны значения ошибок наведения при различных соотношениях $\frac{f'}{m}$.

Таблица 15

$\frac{f'}{m}$	4	8	12	16	20	30	40	50
Ошибка наведения	0,02	0,03	0,05	0,07	0,08	0,12	0,15	0,20

Остальные постоянные ошибки (ошибка измерительного винта, ошибка отсчета и др.) составляют величину порядка $0,02-0,03 \text{ мм}$.

При измерении хроматической аберрации главная ошибка измерения — ошибка наведения — отличается от ошибки, которая имела место при измерении продольной сферической аберрации, только тем, что она не зависит от отношения $\frac{m}{f'}$, поскольку измерения проводятся для одной зоны. В этом случае ошибка наведения связана с отношением $\frac{D}{f'}$, где D — диаметр зрачка входа контролируемого объектива.

Как и раньше, ошибку совмещения двух максимумов полагаем равной 0,008 мм, тогда ошибку наведения в мм при разных $\frac{D}{f'}$ можно найти по формуле

$$\delta = \frac{f'}{D} \cdot \frac{0,008}{0,7} \approx \frac{f'}{D} 0,01. \quad (86)$$

В табл. 16 приведены значения ошибок наведения при разных соотношениях $\frac{D}{f'}$.

Таблица 16

$\frac{D}{f'}$	1 : 1	1 : 1,5	1 : 2	1 : 3,5	1 : 4,5	1 : 5,6	1 : 7	1 : 8
Ошибка наведения	0,01	0,015	0,02	0,035	0,045	0,056	0,07	0,08

Как и в случае измерения продольной сферической аберрации, остальные ошибки измерения носят постоянный характер и не превышают 0,02—0,03 мм.

Таким образом, общая погрешность измерения вторичного спектра составляет от 0,04 до 0,1 мм в зависимости от относительного отверстия контролируемого объектива.

Определение аберраций по методу Максудова — Уханова. Описанный метод измерения поперечных и продольных аберраций имеет два существенных недостатка:

наличие вещественных диафрагм, закрывающих отдельные части зрачка;

невозможность измерения аберраций на краю зрачка, а также у объективов с малыми зрачками, поскольку зональные диафрагмы имеют конечные размеры. Оба эти недостатка устранены в методе Максудова—Уханова.

По существу это теневой метод щели и нити Д. Д. Максудова, примененный М. А. Ухановым для измерения аберраций фотографических систем.

Принцип измерений показан на рис. 169, а. В фокальной плоскости объектива 2 коллиматора помещают щель 1, освещаемую электрической лампой через конденсор и светофильтр.

Параллельный пучок лучей, выходящих из коллиматора, падает на испытуемый объектив 3. Если в его фокальной плоскости поместить глаз наблюдателя 5, то наблюдатель увидит равномерно освещенный круглый зрачок контролируемого объектива.

Расположим вблизи фокальной плоскости объектива (обычно впереди нее) какую-либо тонкую нить 4, так чтобы она была параллельна щели коллиматора.

1 глаз, находящийся за нитью, будет теперь наблюдать на светлом зрачке контролируемого объектива тень от нити в виде вертикальной линии на том месте зрачка, лучи от которого в этот момент закрывает нить, причем тень нити будет проходить от одного до другого края зрачка.

Если передвигать нить перпендикулярно оси контролируемого объектива, то она будет перекрывать поочередно отдельные части пучка лучей света, идущего из объектива, а глаз наблюдателя будет отмечать это перемещение как смещение нити по зрачку объектива.

Для определения сферической аберрации необходимо измерить как перемещения самой нити, так и тени нити на зрачке объектива.

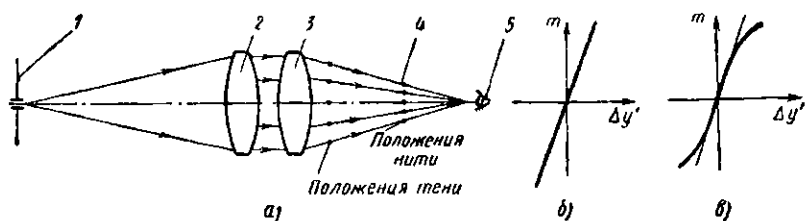


Рис. 169. Схема измерений аберраций по Максотову—Уханову

Эти измерения выполняют на оптической скамье (см. рис. 160, а). Вместо микроскопа здесь, вблизи фокальной плоскости контролируемого объектива, устанавливают окуляр-микрометр, у которого удален окуляр. Роль нити в нем выполняет вертикальный штрих перекрестия окуляр-микрометра. Иногда вместо перекрестия в окуляр-микрометр помещают специальную стеклянную пластинку с несколькими штрихами разной толщины от 0,002—0,003 до 0,01—0,02 мм. Для измерения выбирают один наиболее подходящий штрих. Перемещение $\Delta y'$ стеклянной пластинки со штрихами отсчитывается по барабану окуляр-микрометра. Непосредственно за окуляр-микрометром располагают глаз. Для определения величины зон m на оправу испытуемого объектива помещают линейку с зубчиками, расстояние между которыми измерено заранее. При перемещении нити снимают отсчеты по окуляр-микрометру, когда тень нити проходит через очередные зубчики линейки. Вид зрачка объектива с линейкой и тенью от штриха приведен на рис. 170.

Выполнив указанные измерения, построим график, отложив по оси ординат m положение тени нити на зрачке объектива, а по оси абсцисс $\Delta y'$ — соответствующие этим положениям перемещения самой нити.

Так как нить смещена относительно фокальной плоскости, то при отсутствии сферической аберрации на графике получится наклонная прямая линия, причем ее наклон будет тем больше, чем

дальше нить расположена от фокальной плоскости объектива (рис. 169, б).

При наличии aberrации на графике получится кривая поперечной сферической aberrации. Как и в методе Коттона—Линника, для нахождения aberrации в гауссовой плоскости необходимо провести к полученной кривой касательную, проходящую через начало координат (рис. 169, в).

В данном методе измерение aberrации в гауссовой плоскости или вблизи нее невозможно, так как при установке нити непосредственно в фокальную плоскость она пересекает одновременно много лучей, исходящих из разных зон контролируемого объектива, и вместо тени нити образуется типичная теневая картина Фуко, выявляющая малые ошибки поверхностей и неоднородности стекла.

Удаление нити от фокальной плоскости резко снижает чувствительность метода из-за того, что небольшая ошибка в определении координаты m дает большую погрешность в определении координаты $\Delta y'$. Поэтому измерения следует выполнять вблизи фокальной плоскости на таком расстоянии, при котором становятся отчетливо видна теневая картина нити (положение нити определяется практически при измерениях).

При контроле объективов с малыми фокусными расстояниями поместить глаз в фокальную плоскость контролируемого объектива трудно; тогда употребляют вспомогательную телескопическую лупу.

Точность метода весьма высока, так М. А. Ухановым был измерен объектив со сферической aberrацией на краю зрачка, равной 0,0037 мм, погрешность измерений при этом была оценена в $\pm 0,0002$ мм.

Определение дисторсии. Дисторсией называется нарушение постоянства поперечного увеличения изображений, создаваемых пучками лучей разного наклона. Дисторсия приводит к изменению величины изображения в реальной оптической системе по сравнению с величиной изображения в идеальной оптической системе и, следовательно, к искажению изображения без ухудшения его резкости.

Из рис. 171 видно, что главный луч должен пересечь фокальную плоскость в точке A'_0 , но так как увеличение изменяется, он пересечет фокальную плоскость в точке A'_1 . Соответственно этому изменится величина изображения предмета, вместо y_{w_n} величина изображения предмета станет $\bar{y}_{w_n}$. Разность $\Delta_{w_n} = \bar{y}_{w_n} - y_{w_n}$ характеризует дисторсию для данного наклонного пучка.

Существуют несколько методов проверки дисторсии. Наиболее распространенными являются гониометрический метод и метод узловой точки.

Гониометрический метод измерения дисторсии. Дисторсию измеряют на гониометрической установке. Схема установки приведена на рис. 172, а, а ее внешний вид — на рис. 172, б. Установка состоит из точного гониометрического лимба 1 с двумя отсчетными микроскопами, автоколлимационной зрительной трубы 5, объективодержателя с установленным в нем контролируемым объективом 4, стеклянной линейки 3 с рядом вертикальных делений, расстояние между которыми заранее измерено с боль-

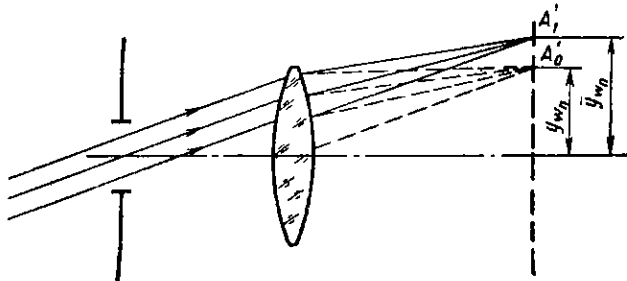


Рис. 171. Схема образования дисторсии

шой точностью, и источника света 2. В качестве источника света используют или электрическую лампу с молочным стеклом, или люминесцентную лампу.

Процесс измерений заключается в следующем. Вращая лимб с испытуемым объективом и линейкой 3, совмещают, наблюдая в зрительную трубу, изображения делений $\bar{y}_{wn}$ стеклянной шкалы с перекрестием зрительной трубы и отсчитывают с большой точностью углы ω_n поворота лимба.

При измерениях лимб поворачивают в обе стороны от нулевого деления шкалы. Каждый угол ω_n получают как среднее значение углов $+\omega_n$ и $-\omega_n$, измеренных при наведении зрительной трубы на симметричные деления шкалы относительно нулевого деления. Перед проведением измерений необходимо провести юстировку установки.

Основные требования, предъявляемые к установке, следующие.

1. Перпендикулярность оси вращения лимба к оптической оси зрительной трубы. Контроль выполняют по общепринятой методике проверки гониометров с помощью плоскопараллельной пластинки, установленной на объективодержателе.

2. Перпендикулярность опорного торца объективодержателя и стеклянной шкалы оптической оси зрительной трубы. Проверку осуществляют по совмещению автоколлимационного изображения перекрестия зрительной трубы с самим перекрестием при отражении света от стеклянной шкалы и от юстировочной плоскопарал-

тельной пластинки, прикладываемой к опорному торцу объективодержателя.

3. Совмещение зрачка входа контролируемого объектива с осью вращения лимба. Для проверки этого требования на объек-

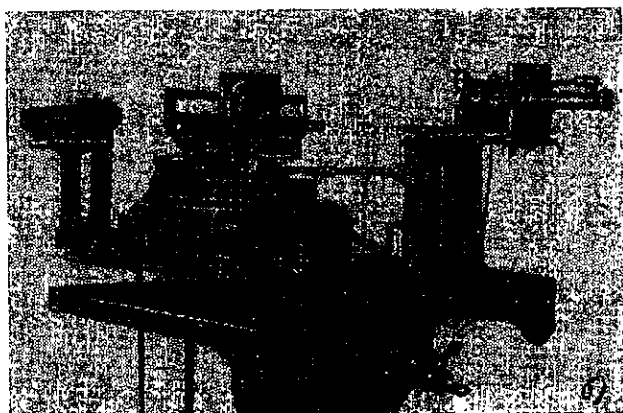
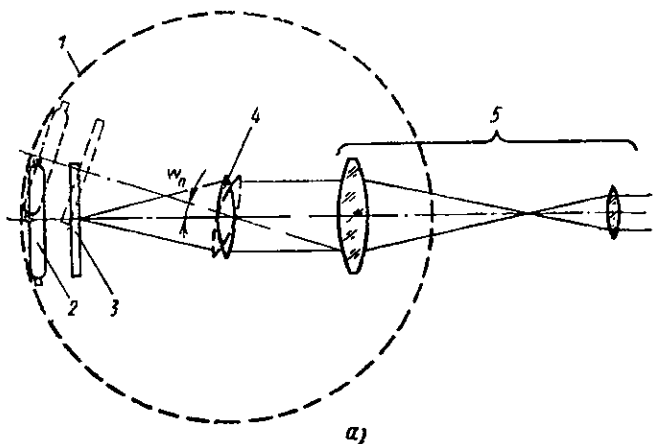


Рис. 172. Гониометрическая установка для измерения дисторсии:

а — схема; б — внешний вид

тиве зрительной трубы закрепляют линзу-приблизитель, передний фокус которой проходит вблизи оси вращения лимба.

Наблюдая в зрительную трубу зрачок входа контролируемого объектива и поворачивая лимб вокруг своей оси, продольным перемещением объективодержателя добиваются такого положения объектива, при котором изображение его зрачка входа будет неподвижным.

4. Установка стеклянной шкалы в фокальной плоскости контролируемого объектива. Это достигается перемещением стеклянной шкалы вдоль оси установки до получения резкого изображения делений шкалы при наблюдении в зрительную трубу.

Дополнительный контроль осуществляется по отсутствию осевого параллакса между перекрестием зрительной трубы и изображением одного из делений шкалы, близкого к нулевому.

5. Совмещение изображения нулевого штриха стеклянной шкалы с визирной осью зрительной трубы. Совмещение выполняется смещением стеклянной шкалы в ее направляющих перпендикулярно оси зрительной трубы до совпадения изображения нулевого штриха шкалы с перекрестием зрительной трубы при нулевых отсчетах по лимбу.

В зависимости от способов обработки результатов измерений можно определить оптическую или фотограмметрическую дисторсию.

Оптическая дисторсия определяется по формуле

$$\Delta w_n = \bar{y}_{w_n} - y_{w_n}.$$

Здесь $\bar{y}_{w_n}$ — отсчитываемые расстояния по стеклянной шкале;
 y_{w_n} — расстояния, соответствующие действительным углам в пространстве предметов в бездисторсионном объективе;

$$y_{w_n} = f'_0 \operatorname{tg} w_n,$$

откуда

$$\Delta w_n = \bar{y}_{w_n} - f'_0 \operatorname{tg} w_n, \quad (87)$$

где f'_0 — фокусное расстояние контролируемого объектива для лучей, параллельных его оптической оси;

w_n — усредненные углы, полученные в результате измерений на установке.

Для нахождения f'_0 сначала из результатов измерений рассчитывают фокусные расстояния f'_{w_n} объектива для различных углов падения w_n по формуле

$$f'_{w_n} = \frac{w_n}{\operatorname{tg} w_n}.$$

Полученные значения f'_{w_n} графически экстраполируют на ось и находят значение f'_0 .

Определив f'_0 , рассчитывают $y_{w_n} = f'_0 \operatorname{tg} w_n$ и дисторсию Δw_n в линейной мере для различных углов поля.

Точность метода можно оценить, продифференцировав формулу (87):

$$d\Delta w_n = -df'_0 \operatorname{tg} w_n - f'_0 \frac{1}{\cos^2 w_n} dw_n.$$

Для нахождения f'_0 определим

$$f'_0 = \lim_{w \rightarrow 0} \frac{\bar{y}_{w_n}}{\operatorname{tg} w_n};$$

приближенно

$$f'_0 \approx \frac{\bar{y}_1}{\operatorname{tg} w_1},$$

где $\bar{y}_1$ и w_1 относятся к небольшому углу поля зрения, тогда

$$df'_0 = - \frac{\bar{y}_1}{\sin^2 w_1} dw_1.$$

Подставив значение df'_0 в формулу для нахождения точности измерения дисторсии, получим

$$d\Delta_{w_n} = \frac{\bar{y}_1 \operatorname{tg} w_n}{\sin^2 w_1} dw_1 - \frac{f'_0 dw_n}{\cos^2 w_n}.$$

При расчете точности можно взять угол w_1 близким к оси, а угол w_n равным половине угла поля зрения, соответственно этому будет dw_1 — точность определения угла w_1 и dw_n — точность определения угла w_n . За величину f'_0 следует взять приближенное значение фокусного расстояния объектива.

При расчете точности измерения по формуле получается, что погрешность измерения на установке, показанной на рис. 172, б, при хорошем качестве изображения контролируемого объектива составляет 0,01—0,02 мм.

Измерение фотограмметрической дисторсии осуществляется так же, как и оптической. Разница заключается только в обработке результатов измерений.

Изменив несколько величину фокусного расстояния объектива, при расчете дисторсии можно перераспределить дисторсию более равномерно по полю и тем самым уменьшить ее абсолютное значение. Определенная таким образом дисторсия называется фотограмметрической дисторсией.

Поэтому при определении фотограмметрической дисторсии учитывают не фокусное расстояние f'_0 контролируемой системы для лучей, параллельных оптической оси объектива, а фокусное расстояние f' , вычисленное из условия, что величина

$$\left[\sum_{n=1}^{n=\kappa} (f' \operatorname{tg} w_n - \bar{y}_{w_n}) \right]^2$$

будет иметь наименьшее значение [73].

Тогда фокусное расстояние определяют по формуле

$$f' = \frac{\sum_{n=1}^{n=k} \bar{y}_{w_n} \operatorname{tg} w_n}{\sum_{n=1}^{n=k} \operatorname{tg}^2 w_n}.$$

Дисторсия, как и раньше, будет

$$\Delta w_n = \bar{y}_{w_n} - f' \operatorname{tg} w_n.$$

На рис. 173 приведены два графика дисторсии объектива «Юпитер-11»: оптической дисторсии (кривая *a*), кривая фотограмметрической дисторсии (кривая *б*).

Измерение дисторсии методом узловой точки. Процесс определения дисторсии методом узловой точки аналогичен описанному в гл. VI методу прямого определения фокусных расстояний.

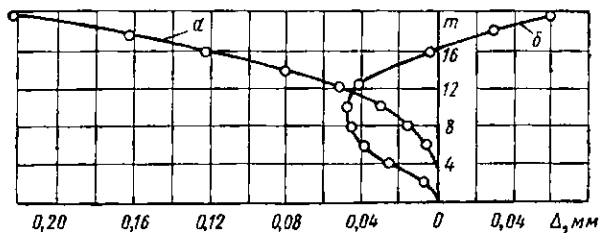


Рис. 173. График оптической и фотограмметрической дисторсии

В настоящее время для повышения точности измерений применяют автоколлимационную схему проверки, показанную на рис. 174, *a*. Общий вид установки показан на рис. 174, *б*.

Установка состоит из автоколлимационного микроскопа 1, объективодержателя с контролируемым объективом 2 и плоского зеркала 3. Лучи света от светящейся точки автоколлимационного окуляра микроскопа проходят через объектив микроскопа, собираются в фокальной плоскости контролируемого объектива и далее, пройдя объектив, параллельным пучком падают на плоское зеркало 3. Отразившись от зеркала и вновь пройдя контролируемый объектив и объектив микроскопа, лучи света создадут на сетке окуляра микроскопа автоколлимационное изображение светящейся точки. Объективодержатель может перемещаться в горизонтальной плоскости для установки задней узловой точки контролируемого объектива на ось вращения. Кроме того, с помощью объективодержателя можно поворачивать испытуемый объектив вокруг вертикальной и горизонтальной осей. Микроскоп имеет перемещение вдоль оси установки.

Перед проведением измерений устанавливают заднюю узловую точку контролируемого объектива на ось вращения объективодержателя так, как это было описано раньше в гл. VI, и совмещают предметную плоскость автоколлимационного микроскопа 1 с задней фокальной плоскостью контролируемого объектива 2 (см. рис. 174, *a*). Далее поворачивают объектив 2 относительно нулевого положения на симметричные углы $\pm w_n$ и наблюдают за авто-

коллимационным изображением точки. Если в объективе есть дисторсия, при поворотах объектива изображение светящейся точки будет смещаться.

Измерив с помощью микроскопа смещение изображения светящейся точки $a_{\omega_n} m$ при повороте объектива от угла $-\omega_n$ до угла $+\omega_n$, можно рассчитать дисторсию по формуле

$$\Delta_{\omega_n} = \frac{a_{\omega_n} m}{4\beta \cos \omega_n},$$

где m — цена деления сетки микроскопа;
 β — линейное увеличение микроскопа.

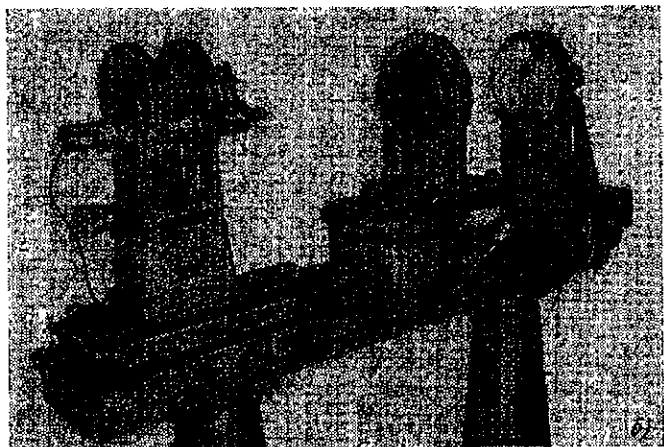
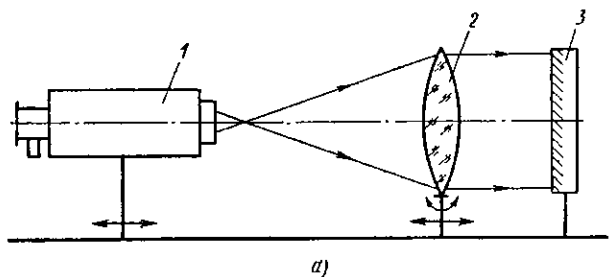


Рис. 174. Автоколлимационная установка для измерения дисторсии методом узловой точки:

а — схема; б — внешний вид

Коэффициент 4 в этой формуле учитывает проведение измерений в автоколлимационной схеме и определение величины a_{ω_n} при изменении положения объектива от угла $-\omega_n$ до угла $+\omega_n$.

Введение в формулу $\cos \omega_n$ связано с тем, что измерения фактически проводятся не в плоскости, перпендикулярной к оси объектива (Δ_ϕ), а вдоль главного луча ($\Delta_{изм}$) (рис. 175).

Так как при повороте объектива изображение светящейся точки размывается, следует каждый раз при повороте объектива на угол ω_n фокусировать микроскоп на какую-нибудь характерную картину светящейся точки. Затем, не трогая микроскопа, повернуть объектив на такой же угол, но в противоположную сторону. В данном случае при поворотах контролируемого объектива, в противоположность гониометрическому методу, нет необходимости в точном определении углов поворота. Следует только стремиться, чтобы характерная картина светящейся точки при симметричных положениях контролируемого объектива была тождественной.

Точность измерений зависит от ряда причин. Основными из них являются: ошибка установки задней узловой точки контролируемого объектива на ось вращения, точность нахождения двух одинаковых характерных изображений точки при поворотах на углы $\pm \omega_n$ и ошибка измерения расстояния между ними.

Следует считать, что метод узловой точки несколько точнее гониометрического; точность измерений, по экспериментальным данным, составляет величину порядка 0,007—0,015 мм.

Описанные выше методы измерения дисторсии предполагают, что в контролируемом объективе есть полная круговая симметрия. В действительности же в реальных объективах всегда имеется в большей или меньшей степени децентрировка поверхностей линз. При наличии децентрировки вектор фотограмметрической дисторсии имеет две составляющие — меридиональную (радиальную) и сагиттальную (тангенциальную).

Специальными методами расчета можно уменьшить влияние децентрировки на меридиональную составляющую.

Существуют также способы раздельного определения меридиональной и сагиттальной составляющих дисторсии.

Определение волновых aberrаций. Из существующих методов измерения волновых aberrаций фотообъективов наибольшее распространение получил метод Тваймана [49]. Общая схема интерферометра Тваймана представлена на рис. 176.

Пучок лучей от монохроматического источника света, пройдя входную диафрагму 1 и коллиматорный объектив 2, разделяется полупрозрачным зеркалом 4 на два пучка. Один пучок, отразившись от полупрозрачного зеркала 4 и зеркала 3, направляется в объектив 12 и собирается в его фокальной плоскости. Второй

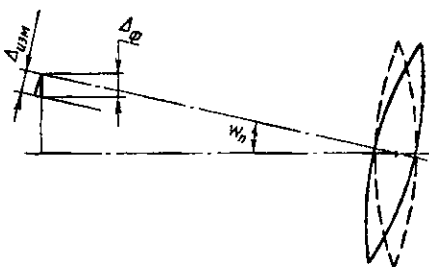


Рис. 175. Влияние плоскости измерения на величину дисторсии

пучок, пройдя сквозь прозрачное зеркало 4 и контролируемый объектив 5, отражается от сферического зеркала 8, расположенного так, что центр его кривизны 9 совпадает с задним фокусом контролируемого объектива. Затем, возвращаясь по старому направлению и пройдя вторично контролируемый объектив, второй пучок отражается от зеркала 4 и так же, как и первый, собирается объективом 12 в его фокальной плоскости. При встрече оба пучка лучей интерферируют друг с другом. Результат интер-

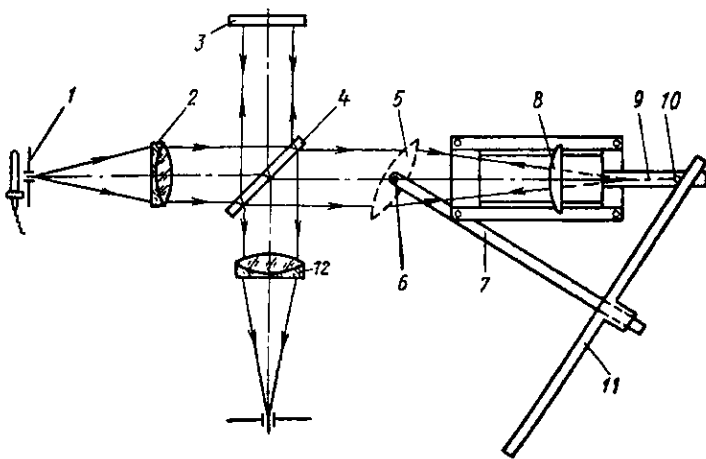


Рис. 176. Схема интерферометра Тваймана

ференции зависит от разности хода между интерферирующими пучками. Оптическая схема интерферометра рассчитана так, что ее собственные aberrации не вносят заметных искажений в проходящий фронт волны.

Если контролируемый объектив 5 безукоризненного качества и его задний фокус точно совмещен с центром кривизны зеркала 8, то направляющийся в контролируемый объектив плоский волновой фронт после отражения от сферического зеркала и прохождения вновь через объектив остается плоским, в результате чего интерференционная картина должна представлять собой ровное светлое или темное пятно. При наклоне референтного зеркала 3 или при смещении фокуса контролируемой системы от центра сферического зеркала 8 в поперечном направлении в поле зрения интерферометра будет виден ряд прямых интерференционных полос. При смещении зеркала 8 в продольном направлении в поле зрения интерферометра будут видны интерференционные кольца.

Число видимых колец зависит от величины смещения центра кривизны зеркала 8 от заднего фокуса объектива 5.

При контроле реального объектива интерференционная картина не может быть доведена до равномерного светлого или тем-

ного поля, и в ней всегда будет виден ряд колец. Перемещением сферического зеркала можно, например, совместить центр его кривизны с параксиальным фокусом контролируемого объектива, тогда в центральной части картины кольца будут отсутствовать; они появятся, начиная с некоторой зоны (когда волновая aberrация превысит $\frac{\lambda}{2}$). Перемещением сферического зеркала можно также добиться получения минимального числа колец в интерференционной картине. Это будет соответствовать волновой aberrации в плоскости наилучшей установки. Практически в связи с трудностью нахождения такой плоскости волновую aberrацию измеряют следующим образом.

Получают интерференционную картину в плоскости, близко расположенной к наилучшей, измеряют радиусы колец либо на фотографии интерференционной картины, либо на самой картине с помощью телескопической лупы с окуляр-микрометром.

Далее, приняв во внимание, что переход от одного одноименного черного или белого кольца к другому соответствует изменению aberrации на $\frac{\lambda}{2}$ и что радиусы колец пропорциональны квадратным корням из целых чисел (правило Ньютона), строят график волновой aberrации.

Для построения графика на оси ординат откладывают квадраты радиусов колец, а на оси абсцисс — номера колец и соответствующие им длины волны (рис. 177). Полученная кривая представляет собой график волновой aberrации в плоскости установки. Для нахождения волновой aberrации в гауссовой плоскости установки на графике проводят касательную к построенной кривой, проходящую через начало координат (прямая I). Отклонение построенной кривой от прямой I есть волновые aberrации в разных зонах гауссовой плоскости.

Для нахождения aberrации в плоскости наилучшей установки проводят прямую II таким образом, чтобы максимальные отклонения Δ кривой от нее были равными по величине и противоположными по знаку. Эти отклонения соответствуют волновой aberrации в плоскости наилучшей установки (рис. 177). При построении графиков волновых aberrаций необходимо обращать внимание на точки перегиба кривой aberrации, при которых меняется знак aberrации. При небольшом изменении разности хода между интерферирующими пучками лучей света их места на интерференционной картине остаются неподвижными, в то время как точки перегиба начинают либо собираться, либо расходиться от них интерференционные полосы. Точки перегиба должны быть зара-

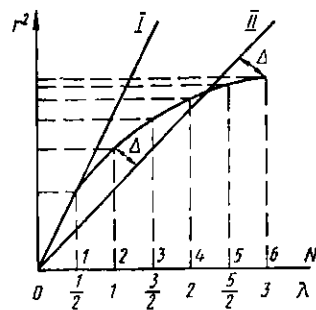


Рис. 177. Графики волновых aberrаций

нее отмечены на интерферограмме, и кривая волновой аберрации строится соответственно с их местоположением.

С помощью интерферометра Тваймана проверяют также волновые аберрации для различных углов поля объектива, при этом для обеспечения проверки в той же плоскости установки, что и для центра поля, держатель контролируемого объектива 6 (см. рис. 176) жестко соединен со штангой 7 и поперечиной 11. Держатель зеркала 8 связан с поперечиной 11 посредством тяги и ролика 10. Ролик 10 с помощью груза все время прижат к поперечине 11. При повороте держателя объектива 6, штанги 7 и поперечины 11 ролик 10 посредством тяги 9 передвигает держатель зеркала 8 так, чтобы центр кривизны зеркала 8 все время совпадал с изображением, создаваемым контролируемым объективом.

Волновые аберрации могут быть также определены для различных монохроматических источников света.

4. Фотографические методы исследования качества изображения объективов

Фотографические испытания являются окончательным лабораторным контролем качества фотографических объективов перед натурными испытаниями (съемкой местности).

На результаты фотографических испытаний помимо качества самих объективов оказывает влияние еще целый ряд других факторов. К ним относятся в первую очередь разрешающая способность и другие свойства используемых фотоматериалов, правильный подбор экспозиций, состав проявителя и время проявления, используемая для испытаний аппаратура, условия освещения и спектральный состав падающего света, свойства и конфигурация фотографируемых объектов.

Поэтому для получения повторяющихся и сравнимых результатов стремятся как можно больше стандартизировать все условия испытаний.

Разрешающая способность фотоэмульсионного слоя должна быть высокой, чтобы выявить собственные качества контролируемого объектива, но она не должна быть намного выше разрешающей способности фотоэмульсий, используемых при работе с фотоаппаратами.

В качестве фотографируемых объектов при испытаниях используют стандартные штриховые миры, разработанные в ГОИ. Иногда применяют радиальные миры. Оба типа мир «абсолютно контрастны», т. е. прозрачность полос (или фона) в этих мирах должна быть больше прозрачности фона (или полос) не менее чем в 100 раз.

При специальных испытаниях применяют миры разного контраста, т. е. вместо прозрачных штрихов (фона) изготавливают штрихи разной плотности.

Экспозицию при съемке подбирают так, чтобы плотность черных полос в изображении мира находилась в пределах 0,8—1,2.

Плотность D характеризует почернение изображения и определяется формулой

$$D = \lg \frac{1}{T},$$

где T — коэффициент пропускания света темных полос изображения мира.

Экспериментально установлено, что при такой плотности темных полос разрешающая сила получается максимальной. Для этой же цели и время проявления должно быть таким, чтобы фактор проявления, или коэффициент контрастности, был в пределах 1—1,2. Фактор проявления определяют по характеристической кривой, полученной в результате сенситометрического исследования фотоматериалов.

Тангенс угла γ , образованного касательной к прямолинейному участку характеристической кривой и осью абсцисс, называется коэффициентом контрастности, или фактором проявления.

Каждому типу фотоэмульсий соответствует своя характеристическая кривая, но даже для одного типа фотоэмульсии угол наклона кривой может изменяться в зависимости от времени проявления.

Для некоторых типов фотоэмульсии, например, для кинопленок, фактор проявления должен быть несколько меньшим, чем для аэропленок.

Источником освещения может служить лампа накаливания или лампа накаливания со специальными светофильтрами, имитирующая дневной свет.

В последнее время в качестве источников освещения мир все чаще применяют лампы-вспышки, излучение которых по спектральному составу близко к дневному свету.

Фотографические испытания объективов выполняют при расположении объектов съемки или на конечном расстоянии, или на «бесконечности» (с применением коллиматора).

Фотографические испытания объективов с конечного расстояния. Фотографические испытания объективов при расположении объектов на конечных расстояниях выполняют на установке, схема которой представлена на рис. 178, а, а внешний вид одной из моделей установки — на рис. 178, б.

Установка состоит из фотографируемого щита 1, точной фотокамеры 4 с контролируемым объективом 2, стойки 8 и направляющих рельсов 7, по которым в направлении, перпендикулярном к щиту, передвигается фотокамера 4. На щите 1 расположены миры. Обычно щит имеет форму либо полосы (рис. 179, а) с одним рядом мир, либо прямоугольника с несколькими рядами мир (рис. 179, б), пропорционального формату кадра фотокамеры. В установке, показанной на рис. 178, применен щит с одним рядом мир. Миры

могут быть изготовлены либо на стеклянной подложке, либо на матовой фотобумаге. В первом случае осветители мир в виде софитных ламп или ламп-вспышек устанавливают сзади мир, во втором случае миры освещают отражением от белых экранов светом. Бумажные миры со временем выцветают, в результате чего

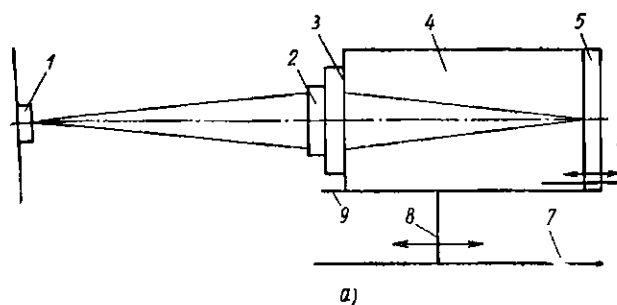


Рис. 178. Испытания объективов с конечного расстояния:
а — схема; б — установка для испытаний

меняется контраст между черными и белыми штрихами миры, поэтому предпочитают применять стеклянные миры.

Точная фотокамера 4 состоит из основания 9, на котором укреплен неподвижный объективодержатель 3, заднего плато 5 с кассетой для пленки и механизма передвижения плато с отсчетным барабаном 6. Контролируемый объектив 2 устанавливаю в объективодержатель через переходные кольца.

Конструкция кассеты обеспечивает хороший прижим фотопленки к столу кассеты для получения стабильности положения

пленки при ее перемотке. Обычно этот прижим достигается созданием небольшого вакуума между фотопленкой и столом кассеты посредством вакуумного насоса.

Перед началом испытаний объективов проверяют юстировку установки. При этом основными требованиями к установке являются обеспечение параллельности посадочного торца объективодержателя и плоскости стола кассеты с точностью до $1'$, соблюдение параллельности плоскости стола кассеты и плоскости, в которой расположены миры на щите с допуском на параллельность

$\frac{0,5'}{\beta}$ (β — поперечное увеличение при фотографировании).

Выполнение вышеуказанных требований легко проверить с помощью автоколлимационной трубки и точной плоскопараллельной стеклянной пластинки.

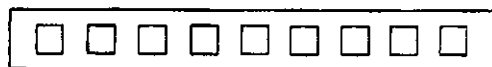
Расстояние между щитом и фотокамерой при фотографических испытаниях выбирают так, чтобы аберрации контролируемого объектива не изменялись

из-за конечного расстояния до фотографируемого объекта. В большинстве случаев это расстояние равно 30—50 фокусным расстояниям контролируемого объектива.

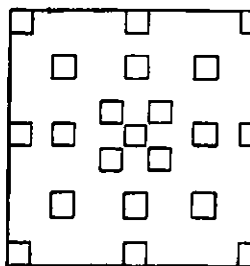
Указанные расстояния не соблюдают при испытании объективов, предназначенных для фотографирования с близких расстояний (репродукционные объективы), а также при испытании телеобъективов. Телеобъективы вообще не рекомендуют испытывать с помощью щита, поскольку они рассчитаны на фотографирование удаленных предметов и резко меняют свои аберрации при работе на близких расстояниях.

После юстировки фотокамеры и установки ее на необходимое расстояние от щита предварительно находят положение плоскости наилучшего изображения визуальным методом, для чего кассету заменяют пластинкой с матовым стеклом. Конструкция камеры автоматически обеспечивает установку плоскости матового стекла на место фотослоя кассеты. Позади матового стекла устанавливают наблюдательный микроскоп. Наблюдая в микроскоп изображение щита и передвигая с помощью барабана 6 заднее плато 5, добиваются получения наилучшего изображения центральной миры щита.

Затем вместо матовой пластинки устанавливают кассету с фотопленкой и выполняют ряд фотографирований щита с мирами, передвигая после каждого фотографирования кассету



a)



б)

Рис. 179. Расположение мир на щите при испытании объективов с конечного расстояния

вдоль оси установки на расстояние Δ (сдвиг), определяемое по формуле

$$\Delta = 0,01 \frac{f'}{D},$$

где $\frac{f'}{D}$ — обратная величина действующего относительного отверстия.

Целесообразно величину сдвигов устанавливать такой, чтобы разность между разрешающей силой в центре поля зрения в плоскости наилучшей установки и в соседних с ней плоскостях отличалась не более чем на 12%. Число сдвигов зависит от глубины изображения контролируемого объекта.

При применении щита с мирами, расположенными в один ряд, как это выполнено на установке, показанной на рис. 178, б, фотографирование повторяют дважды, второй раз после поворота контролируемого объекта на 90° вокруг оптической оси, т. е. определяют разрешающую силу объектива по двум диаметрам (четырем радиусам) поля зрения.

После фотографирования и получения негативов снимки расшифровывают. Для расшифровки изображения мир применяют микроскоп, увеличение которого из условия получения углового размера для двух соседних одноименных штрихов разрешаемого квадрата выбирают равным 3—5', тогда необходимое увеличение микроскопа будет

$$\Gamma = \frac{N_{\max}}{4,4} \div \frac{N_{\max}}{2,7},$$

где $N_{\max}$ — ожидаемая максимальная разрешающая сила.

Обычно применяют микроскоп с увеличением не менее $10\times$. При расшифровке изображений стандартных штриховых мир в каждой мире определяют последний квадрат, в котором и до которого разрешаются все четыре направления штрихов по всей их длине, а число штрихов в изображении равно их числу на соответствующем элементе самой миры. Под разрешением понимают возможность определить направления штрихов в разрешаемом квадрате и сосчитать их число. Допускаются отдельные разрывы (перемычки) в штрихах, связанные с попаданием изображения на скопление зерен эмульсии. Иногда субъективное определение разрешаемого квадрата заменяют объективным измерением контраста между светлыми и темными штрихами миры на микрофотометре. За разрешаемый квадрат принимают квадрат, в котором этот контраст не превышает определенного значения. Количественно допустимая величина минимального контраста до настоящего времени не установлена, и по мнению разных исследователей колеблется в пределах 0,05—0,2. В ряде случаев, когда требуются более подробные сведения о разрешающей силе контролируемого объектива, определяют раздельно разрешающую силу

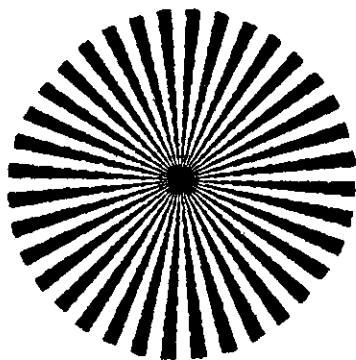
в меридиональной плоскости — по разрешению вертикальных штрихов мира — и разрешающую силу в сагиттальной плоскости — по разрешению горизонтальных штрихов мира.

Расшифровывают все снимки мир, полученные при различных положениях кассеты относительно объектива, т. е. при всех сдвигах как по центру, так и по полю зрения. При расшифровке пользуются вспомогательной таблицей, рассчитанной по формуле

$$N = \frac{1}{x\beta}.$$

Здесь N — разрешающая сила (число линий на 1 мм);
 x — расстояние между двумя одноименными (черными или белыми) штрихами мира коллиматора;
 β — используемое при съемке увеличение;

$$\beta = \frac{\delta}{B},$$



где B — база мира, т. е. расстояние между двумя линиями, имеющимися на стандартной штриховой мире вне поля расположения штрихов;

Рис. 180. Радiallyй мира

δ — изображение базы мира, полученное при испытании объектива в плоскости наилучшего изображения.

Очень часто, особенно при испытаниях опытных образцов объективов, в качестве объектов фотографирования применяют радиальные миры.

Радiallyй мир состоит из ряда черных и белых секторов, расширяющихся от центра к краю (рис. 180). На любом радиусе ширина белых и черных полос одинакова. У радиальной миры ширина ее секторов изменяется непрерывно, а у штриховой миры размер штриха изменяется дискретно. Однако расшифровка радиальных мир более трудоемка, и поэтому они почти не используются для проверки серийно изготавливаемых объективов.

При фотографировании радиальной миры контролируемым объективом центральная часть ее изображения размывается, и в ней перестают различаться отдельные секторы. Эту область изображения мира называют фигурой размытия, и по ее величине определяют разрешающую силу объектива.

Для этого с помощью измерительного микроскопа или микроскопа с окуляр-микрометром измеряют размеры вертикального и горизонтального диаметров фигуры размытости. Наибольший диаметр фигуры размытости, даже если он не совпадает с вертикальным или горизонтальным диаметрами (тогда приходится ег

дополнительно измерить), определяет разрешающую силу объектива. Измеряют все снимки мир, полученные при различных положениях кассеты как по центру, так и по краю поля.

Разрешающую силу при фотографировании радиальных мир определяют по формулам

$$N_m = \frac{n}{\pi d_b}$$

и

$$N_c = \frac{n}{\pi d_r},$$

где N_m — разрешающая сила в меридиональной плоскости;

N_c — разрешающая сила в сагиттальной плоскости;

n — число одноименных секторов в мире;

d_b — вертикальный диаметр фигуры размытости;

d_r — горизонтальный диаметр фигуры размытости.

По результатам расшифровки штриховых и радиальных мир находят ту плоскость, в которой разрешающая сила в центре поля получилась максимальной. Эту плоскость принимают за плоскость наилучшего изображения.

Обычно зависимость разрешающей силы от сдвига Δ изображения и от величины угла поля зрения представляется в виде графиков, приведенных на рис. 181.

На рис. 181, а показана зависимость разрешающей силы в центре поля зрения от величины смещения фотослоя. Изменение разрешающей силы в плоскости наилучшей установки (плоскости наилучшего изображения) в зависимости от угла поля зрения для каждого его радиуса показано на рис. 181, б.

В плохо центрированном объективе графики зависимости разрешающей силы от углов поля зрения для разных радиусов не совпадают друг с другом. Иногда строят более подробные графики изменения разрешающей силы для ряда точек поля в зависимости от плоскости установки.

Фотографические испытания с помощью коллиматора. Фотографические испытания объективов со средними и большими фокусными расстояниями, а также телеобъективов проводят с помощью коллиматора на оптических скамьях, аналогичных представленной на рис. 160, а. Фокусное расстояние объектива коллиматора для исключения влияния его аберраций на результаты фотографических испытаний должно превышать фокусное расстояние контролируемого объектива не менее чем в 3—4 раза.

Необходимый перепад разрешающей силы миры коллиматора рассчитывают по формуле

$$N_k = N_o \beta = N_o \frac{f'_o}{f_k}, \quad (88)$$

где β — разрешающая сила контролируемого объектива;
 N_k — соответствующая ей разрешающая сила мира коллиматора;
 β — линейное увеличение при фотоиспытаниях;
 f'_o — фокусное расстояние контролируемого объектива;
 f'_k — фокусное расстояние коллиматора.

Вместо N_o в формулу (88) подставляют максимальное и минимальное значения разрешающей силы контролируемого объектива (ожидаемой разрешающей силы для центра и края поля зрения).

Иногда при большом перепаде разрешающей силы объектива от центра к краю поля зрения и при невозможности использования радиальной меры (например, в серийном производстве) прибегают к помощи нестандартных, комбинированных штриховых мер, имеющих ряд мелких штрихов для проверки разрешающей силы центральной части поля зрения объектива и ряд крупных штрихов для проверки разрешающей силы в крайних точках поля зрения.

Для уменьшения влияния полевых aberrаций коллиматора на качество изображения краевых зон мира необходимо угловой размер мира, установленной в фокальной плоскости объектива коллиматора, выбрать равным несколько меньшим угла поля зрения самого коллиматора, т. е. он не должен превышать 4—5°, а при высокой разрешающей силе контролируемого объектива 2—3°.

Установив в коллиматоре необходимую меру и закрепив контролируемый объектив в объективодержателе, находят с помощью матового стекла и микроскопа, установленных на каретке вместо кассеты, положение наиболее резкого изображения мира по центру поля зрения контролируемого объектива.

Затем, сменив микроскоп на кассету с пленкой, фотографируют меру коллиматора как по центру поля, так и на углах поля зрения, поворачивая для этого рычаг 12 (см. рис. 160) на различные углы и соответственно сдвигая кассету с пленкой.

Весь процесс фотографирования повторяют дважды — второй раз после поворота контролируемого объектива на угол 90° вокруг его оптической оси, для определения разрешающей силы объектива по двум диаметрам поля зрения.

Методика расшифровки снимков и построения графиков разрешающей силы аналогична методике, применяемой при испытании объективов с конечных расстояний. При расшифровке изо-

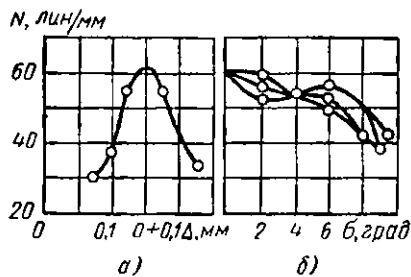


Рис. 181. Графики разрешающей силы объектива Фок-135:

а — в центре поля зрения со сдвигом от плоскости наилучшей установки на ± 0.1 мм; б — по полю зрения

бражений мир составляют вспомогательную таблицу величин разрешающей силы всех квадратов мира (если применяют штриховую миру), которую рассчитывают по формуле

$$N_o = N_k \frac{f'_k}{f'_o}, \quad (89)$$

где N_o — разрешающая сила контролируемого объектива;
 N_k — соответствующая разрешающая сила мира коллиматора;

f'_k — фокусное расстояние коллиматора;

f'_o — фокусное расстояние контролируемого объектива.

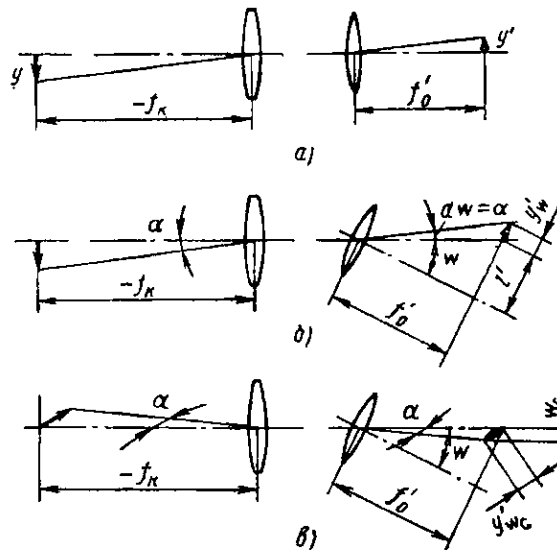


Рис. 182. Зависимость разрешающей силы от направления штрихов мира, установленной в коллиматоре

Однако при фотографировании контролируемого объектива по полю зрения фактические величины разрешающей силы, которые имели бы место при фотографировании местности или щита с мирами, будут отличаться от величин разрешающей силы, определенных по формуле (89), причем величины отклонений будут неодинаковыми для штрихов мира разного наклона.

Разберем этот случай более подробно. Из рис. 182, а видно, что при фотографировании штриховой мира, находящейся на оптической осн контролируемого объектива, расстояние y' между двумя разрешаемыми штрихами в изображении мира и соответствующее расстояние y в самой мире связаны соотношением

$$y' = \frac{f'_o}{f'_k} y.$$

Так как

$$y' = \frac{1}{N_o}; \quad y = \frac{1}{N_k},$$

то, выполнив подстановку в приведенном выше соотношении, получим формулу (89).

При фотографировании миры, находящейся вне оптической оси контролируемого объектива, например под углом ω , расстояние y' будет зависеть от расположения штрихов миры.

Пусть y'_{ω_m} — расстояние между двумя разрешаемыми штрихами, расположенными перпендикулярно меридиональной плоскости на угле ω поля зрения испытуемого объектива, а y'_{ω_c} — расстояние между двумя разрешаемыми штрихами, расположенными перпендикулярно сагиттальной плоскости на том же угле ω .

Обычно при работе на горизонтальных оптических скамьях меридиональная плоскость совпадает с горизонтальной плоскостью, поэтому y'_{ω_m} — расстояние между вертикальными штрихами миры, а y'_{ω_c} — соответственно расстояние между горизонтальными штрихами миры, откуда

$$N_m = \frac{1}{y'_{\omega_m}}$$

и

$$N_c = \frac{1}{y'_{\omega_c}},$$

где N_m — разрешающая сила в меридиональной плоскости;

N_c — разрешающая сила в сагиттальной плоскости.

Примем в обоих случаях угловое расстояние между разрешаемыми штрихами миры, расположенной в фокальной плоскости коллиматора, равным α . Если расстояние y мало (рис. 182, б), то $\alpha \rightarrow d\omega$ и $y'_{\omega_m} \rightarrow dl'$, а

$$l' = f'_o \operatorname{tg} \omega.$$

Продифференцировав выражение для l' , получим

$$dl' = f'_o \frac{d\omega}{\cos^2 \omega},$$

откуда

$$y'_{\omega_m} = \frac{f'_o}{\cos^2 \omega} d\omega.$$

а так как $\alpha \approx \frac{y}{f'_k}$, то

$$y'_{\omega_m} = \frac{f'_o}{f'_k} \cdot \frac{y}{\cos^2 \omega}. \quad (90)$$

Из этой формулы получим значение для разрешающей силы объектива, определенной по вертикальным штрихам, т. е. для разрешающей силы объектива в меридиональной плоскости:

$$N_{w_m} = N_{o_b} \cos^2 \omega. \quad (91)$$

Из рис. 182, в видно, что расстояние между горизонтальными штрихами миры

$$y'_{w_c} = \frac{f'_o}{\cos \omega} \alpha = \frac{f'_o y}{f'_k \cos \omega} = \frac{y'}{\cos \omega},$$

откуда разрешающая сила объектива, определенная по горизонтальным штрихам, т. е. разрешающая сила объектива в сагиттальной плоскости,

$$N_{w_c} = N_{o_r} \cos \omega. \quad (92)$$

Разрешающую силу объектива, определенную по штрихам, расположенным под углом 45° к вертикальным и горизонтальным штрихам миры, можно найти по формуле

$$N_{w_{45}} = N_{o_{45}} \cdot 0,7 \cos \omega \sqrt{1 + \cos^2 \omega}, \quad (93)$$

Таким образом, при расшифровке изображений штриховых мир, полученных в процессе фотографических испытаний на углах поля зрения с помощью коллиматора, необходимо определить разрешаемый квадрат миры для штрихов каждого из четырех направлений. Далее, пользуясь формулами (91)—(93), определим разрешающую силу по вертикальным, горизонтальным и наклонным штрихам миры.

Наименьшая разрешающая сила из четырех полученных величины определяет истинную разрешающую силу объектива в данной точке поля.

Если в коллиматор вместо штриховой миры поместить радиальную миру, то в этом случае в изображении миры измеряют вертикальные и горизонтальные диаметры фигуры размытости, а разрешающую силу рассчитывают по формулам [29]

$$N_{w_m} = N_b \cos \omega$$

и

$$N_{w_c} = \frac{N_r}{\cos \omega},$$

где N_b — разрешающая сила, полученная из результатов измерений вертикального диаметра фигуры размытости;

N_r — разрешающая сила, полученная из результатов измерений горизонтального диаметра фигуры размытости.

Наименьшая разрешающая сила из двух полученных величин определяет истинную разрешающую силу объектива в данной точке поля.

Как уже отмечалось, подобие создаваемого оптической системой изображения и предмета сохраняется, если распределение освещенности в отдельных точках изображения аналогично распределению яркости в соответствующих точках изображаемого предмета.

Это подобие нарушается, во-первых, из-за дифракции света во-вторых, и в значительно большей степени из-за аберраций объектива, а также из-за погрешностей, допущенных при его изготовлении.

Измерив распределение яркости в точках предмета и распределение освещенности в точках изображения или их соотношение, можно получить количественный критерий качества изображения, более полный по объему информации, чем разрешающая сила.

Распределение яркости и освещенности между отдельными точками предмета и изображения характеризуется контрастом предмета и контрастом изображения, при этом контраст для обоих случаев определяется формулой

$$K = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}},$$

где $E_{\max}$ и $E_{\min}$ — максимальная и минимальная яркости, если они относятся к точкам предмета и соответственно освещенности, если они относятся к точкам изображения.

При оценке качества работы объектива следовало бы находить передаточную функцию [3]. Передаточная функция включает в себя частотно-контрастную характеристику объектива, определяемую отношением контраста изображения к контрасту предмета в зависимости от частоты точек предмета, и фазово-частотную характеристику, выражающую способность оптической системы сохранять координаты распределения интенсивностей в точках изображения, соответствующими координатам распределения интенсивностей в изображаемых точках предмета.

Установлено, что для большинства современных объективов в пределах частот, воспринимаемых фотоматериалом, отсутствует смещение этих координат, поэтому при определении качества работы объектива обычно находят только частотно-контрастную характеристику, которую называют также функцией передачи контраста или коэффициентом передачи контраста $K(N)$.

Наиболее просто функцию передачи контраста можно определить, если в качестве предмета использовать миру, штрихи которой имеют синусоидальное распределение яркости, тогда изображение такой миру также имеет синусоидальное распределение освещенности.

Во всех других случаях распределение освещенности в изображении мира носит более сложный характер, однако, его можно представить как сумму освещенностей, изменяющихся по синусоидальному закону.

Поскольку создание мира с синусоидальным распределением яркости представляет собой трудную техническую задачу, часто используют миру, состоящую из прямоугольных штрихов. При этом излучения мира электрическим путем разлагают на ряд простых синусоидальных составляющих.

На этом принципе основана установка для измерения частотно-контрастных характеристик объективов УПОБ-1, разработанная Е. И. Диканем, Л. М. Кривовязом, А. Н. Хрусталевым и Э. Н. Лозинской [8].

Принципиальная схема установки изображена на рис. 183, а. Свет от источника 1, пройдя через ступенчатый нейтральный фильтр 2, направляется проекционным объективом 3 и зеркалом 5 на вращающийся стеклянный барабан 6. Фильтр 2 служит для выравнивания освещенности при испытаниях объективов с различными относительными отверстиями. Наружная цилиндрическая поверхность барабана 6 посеребрена, и по всей ее длине выгравированы прозрачные штрихи определенной толщины и с одинаковыми промежутками между ними. Эта поверхность барабана 6 расположена в фокальной плоскости блока коллиматорных объективов 8. Блок объективов состоит из четырех объективов с различными фокусными расстояниями, которые можно поочередно устанавливать на оси прибора. Зеркало 7 служит для поворота лучей в коллиматоре на 90° .

Параллельный пучок лучей, выходящих из объектива 8, отразившись от зеркала 9, направляется на контролируемый объектив 10. Зеркало 9, связанное со специальным шарнирным параллелограммным механизмом, может поворачиваться вокруг оси, перпендикулярной к плоскости рисунка, с одновременным смещением вдоль оси прибора.

Применение параллелограммного механизма позволяет направлять на объектив 10 пучки лучей различного наклона, обеспечивая при этом во всех случаях полное заполнение зрачка объектива. Это дает возможность определять частотно-контрастные характеристики по полю зрения объектива.

В фокальной плоскости контролируемого объектива расположена сканирующая щель 11, за нею фильтр 12 переменной плотности и фотоумножитель 13. Фильтр 12 служит для выравнивания освещенности при испытаниях объектива в различных точках поля зрения. В установку входят также набор светофильтров 4 для проверки ЧКХ объективов в различных спектральных областях, отсчетная линейка 14 и отсчетный микроскоп 15, установленные для измерения рабочих расстояний объективов, и юстировочная труба 16 для установки сканирующей щели 11 параллельно штрихам барабана 6.

При вращении барабана изображения прозрачных штрихов, полученное в фокальной плоскости контролируемого объектива, будет смещаться относительно сканирующей щели 11 , а за щелью 11 световой поток будет изменяться пропорционально распределению освещенности в изображении штрихов теста.

Этот поток воспринимается фотоумножителем, связанным с двумя гальванометрами, один из которых предназначен для конт-

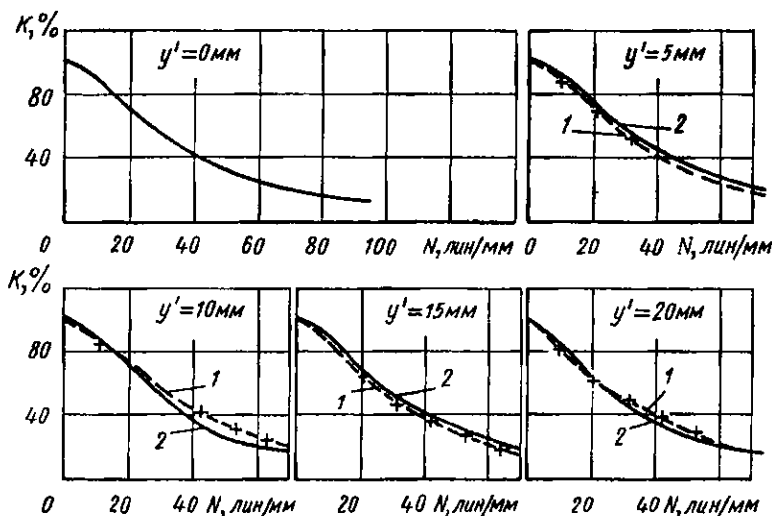


Рис. 184. Графики частотно-контрастной характеристики объектива «Индустар-61»:

1 — в сагиттальном направлении; 2 — в меридиональном направлении

роля постоянной составляющей электрического сигнала, а второй для измерения величины контраста.

Связь фотоумножителя с гальванометром, измеряющим величину контраста, осуществляется через избирательный усилитель. Выделение различных частот достигается применением сменных барабанов $б$ с разным периодом штрихов; применением сменных коллиматорных объективов с разными фокусными расстояниями; выделением различных гармоник с помощью избирательного усилителя.

К установке приложена таблица, связывающая все эти факторы с фокусным расстоянием контролируемого объектива.

Для градуировки установки используют фотообъектив, задифрагмированный до относительного отверстия $1:8$ или $1:11$, который устанавливают на объективодержателе прибора и принимают за эталонный. Градуировка установки сводится к снятию отсчетов по гальванометру, связанному с избирательным усилителем при выделении отдельных гармоник, соответствующих определенным частотам модулированного излучения.

Для устранения влияния хроматической аберрации эталонного объектива световой поток предварительно пропускают через интерференционный светофильтр.

Частотно-контрастную характеристику эталонного объектива (хорошо скорригированного) можно сравнительно легко рассчитать.

Полученные по гальванометру отсчеты служат реперными точками для построения градуировочной кривой.

На рис. 183, б представлен общий вид установки для измерения ЧКХ фото- и кинообъективов. Установка позволяет проводить измерения объективов с фокусными расстояниями от 20 до 200 мм.

На рис. 184 приведены графики изменения контраста K объектива «Индустар-61» в центре поля зрения и на расстояниях от оптической оси, равных 5, 10, 15 и 20 мм.

3. Контроль качества изображения телескопических систем

Оценка качества изображения телескопических систем осуществляется более просто по сравнению с фотографическими системами. Объясняется это следующими обстоятельствами.

1. Телескопические системы лучше скорригированы, чем фотографические системы.

2. Телескопические системы имеют значительно меньшее поле зрения.

3. Телескопические системы обычно работают совместно с глазом, поэтому при оценке качества изображения нет необходимости применять длительные по времени и сложные по используемой аппаратуре фотографические испытания.

Качество изображения телескопических систем оценивают тремя методами: по виду дифракционного изображения точки; по величине визуальной разрешающей силы и по качеству изображения местных предметов.

По виду дифракционного изображения точки, как правило, оценивают только качество приборов, применяемых в астрономии, для основной же массы телескопических приборов определяют визуальную разрешающую силу.

Определение визуальной разрешающей силы. Проверку разрешающей силы выполняют путем рассматривания изображения стандартной штриховой миры, установленной в фокальной плоскости коллиматора.

Для большинства приборов разрешающую силу определяют только в центре поля зрения и только для широкоугольных систем в нескольких точках поля зрения.

У телескопических систем высшего качества фактическая разрешающая сила должна равняться теоретической [см. формулы (74) или (75)].

Для всех других телескопических систем, например для биноклей или стереотруб, необходимо, чтобы разрешающая сила после окуляра равнялась или была меньше $1'$, т. е. обеспечивала только возможность использования собственной разрешающей силы глаза. В этих случаях разрешающую силу прибора рассчитывают по формуле

$$\psi'' = \frac{60}{\Gamma},$$

где Γ — видимое увеличение телескопической системы.

Формула действительна для телескопических систем, у которых входной зрачок больше зрачка глаза. Дальнейшее увеличение

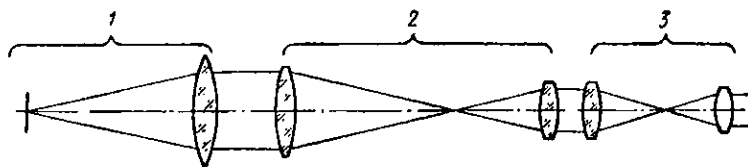


Рис. 185. Схема измерения разрешающей силы телескопической системы

разрешающей силы считают нецелесообразным, поскольку глаз наблюдателя все равно не сможет ее использовать.

Схема установки для проверки разрешающей силы показана на рис. 185.

Установка состоит из коллиматора 1 с мишенью, контролируемой телескопической системы 2 и дополнительной зрительной трубы 3 с увеличением 2—3×.

Применение дополнительной трубы приводит к тому, что лимитирующим фактором при определении разрешающей силы является сама контролируемая система, а не глаз наблюдателя, разрешающая сила которого у разных наблюдателей колеблется в некоторых пределах.

При проверке разрешающей силы необходимо окуляр вспомогательной трубки установить на резкое изображение ее сетки, а затем фокусировкой окуляра контролируемой системы добиться резкого изображения мишени коллиматора. В этом случае контролируемая система будет представлять собой телескопическую систему.

Некоторые телескопические системы имеют неподвижные окуляры. Эти системы либо заранее юстированы так, что являются телескопическими, либо окуляр в них установлен так, что из него выходит заведомо расходящийся пучок в 0,5—1 диоптрию. Считается, что такая юстировка обеспечивает меньшую утомляемость наблюдателей.

Для проверки систем с неподвижными окулярами фокусировку на резкое изображение мишени осуществляют только перефокусировкой окуляра вспомогательной зрительной трубки,

При оценке разрешающей силы обращают внимание на качество изображения мира (наличие «хвостов», двойников, окрашенности) точно так же, как это было указано при описании метода проверки отдельных оптических деталей и узлов.

В случае широкоугольных телескопических систем аналогичную проверку проводят для нескольких точек поля зрения, при этом как контролируемую систему, так и дополнительную зрительную трубку поворачивают на углы, соответствующие углам поля зрения.

Опытные образцы телескопических систем также оценивают по качеству изображения местных предметов. При этом обращают внимание на резкость изображений в центре поля зрения, отсутствие искажения масштаба и резкость изображений по полю зрения, а также на отсутствие окрашенности изображений как в центре поля, так и по всему полю зрения.

Оценка изображения по местным предметам является качественной и в известной степени субъективной, однако она является и окончательной.

4. Контроль качества изображения микроскопических систем

К микроскопическим системам предъявляют весьма высокие требования по качеству изображения.

Разрешающую силу микроскопической системы определяют следующими формулами:

$$\sigma = \frac{\lambda}{A}$$

при освещении прозрачных предметов узким центральным пучком света и

$$\sigma = \frac{\lambda}{2A}$$

при освещении прозрачных предметов узким косым пучком с использованием всей апертуры конденсора, равной апертуре объектива микроскопа.

Здесь σ — расстояние между двумя разрешаемыми объектами,
 λ — длина волны света, при которой происходят наблюдения;

A — числовая апертура микрообъектива.

Для обеспечения разрешающей силы необходим правильный подбор общего увеличения микроскопа. Увеличение микроскопа рассчитывают из условия, чтобы угловое расстояние между изображениями рассматриваемых объектов по отношению к центру зрачка глаза наблюдателя находилось в пределах 2—4'.

Если принять длину волны света, при которой происходят наблюдения, $\lambda = 0,00055$ мм и расстояние до изображения равным 250 мм, то необходимое увеличение определяется по формуле

$$500A < \Gamma < 1000A,$$

где Γ — необходимое общее увеличение микроскопа;

A — числовая апертура микрообъектива.

Правильно изготовленная микроскопическая система почти автоматически обеспечивает высокую разрешающую силу, близкую к теоретической.

Исходя из этого, в практике контроля микроскопических систем определение их разрешающей силы происходит очень редко, а обычно ограничиваются проверкой качества изображения.

Определение качества изображения. Наиболее распространенным методом проверки качества изображения микроскопической системы является оценка ее по виду дифракционного изображения светящейся точки.

В качестве объекта используют стеклянную пластинку, покрытую тонким слоем серебра. Обычно в этом слое есть многочисленные мелкие отверстия. Наблюдатель рассматривает эти отверстия с помощью микроскопа, для чего пластинку помещают на предметный столик микроскопа.

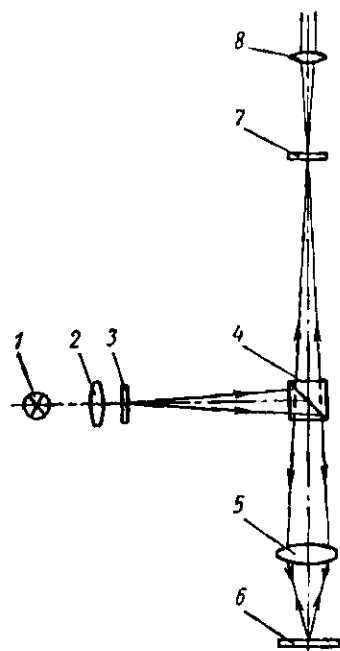
Среди имеющихся на пластинке отверстий всегда можно обнаружить отверстия таких размеров, изображения которых представляют собой четкую дифракционную картину точки. Оценка качества дифракционного

Рис. 186. Схема измерения разрешающей силы микрообъективов по методу Т. И. Соколовой

изображения точки, создаваемого микроскопической системой, осуществляется аналогично оценке других оптических систем.

Определение разрешающей силы. До настоящего времени не удалось получить стандартных штриховых миш, пригодных по своим размерам для проверки микроскопических систем.

Автоколлимационный метод проверки разрешающей силы микрообъективов был предложен Т. И. Соколовой [2]. Схема измерений этим методом представлена на рис. 186. Свет от источника 1 через конденсор 2 освещает мишу 3, расположенную в плоскости изображения микрообъектива 5. Далее пучки света, отразившись



от полупрозрачной гипотенузной грани вспомогательной призмы-куб 4, проходят через испытуемый объектив 5, отражаются от вспомогательного зеркала 6, установленного в предметной плоскости объектива 5, вновь проходят объектив 5, призму-куб 4 и образуют автоколлимационное изображение мира 3 в сопряженной плоскости изображения 7 микрообъектива. Это изображение рассматривают с помощью окуляра 8.

Размеры мира 3 определяют с учетом увеличения контролируемого микрообъектива. Таким образом, предложенный Т. И. Соколовой метод создает возможность применения стандартных штриховых мир для оценки качества изображения микрообъективов, однако следует учесть, что при такой оценке разрешающей силы свет дважды проходит через контролируемый объектив.

1. Арнюльф А. Измерение радиусов кривизны сферических поверхностей, применяемых в оптике. ОНТИ, 1936, Л.—М., 147 с.
2. Афанасьев В. А. Оптические измерения. М., «Недра», 1968, 263 с.
3. Ащеулов А. Т. Характеристики качества оптических и фотографических систем. Часть I и II — «Оптико-механическая промышленность», 1960, № 6, с. 1—10 и № 7, с. 10—13.
4. Бабушкин С. Г. и др. Оптико-механические приборы. М., «Машиностроение», 1965, 362 с.
5. Бардин А. Н. Сборка и юстировка оптических приборов. М., «Высшая школа», 1968, 321 с.
6. Батраков Р. И. Источники излучения для вакуумной ультрафиолетовой области спектра. Оптико-механическая промышленность, 1970, № 6, с. 56—60.
7. Белянкин Д. С. Кристаллооптика. М., Изд-во геологической литературы, 1949, 125 с.
8. Березин Н. П. Установка для измерения частотно-контрастной характеристики фотографических объективов. — «Оптико-механическая промышленность», 1961 № 11, с. 29—32.
9. Вознесенская З. С. и В. М. Скобелев. Электрические источники света. М., Госэнергоиздат, 1957, 216 с.
10. Волосов Д. С., Цивкин М. В. Теория и расчет светооптических систем. М., «Искусство», 1960, 526 с.
11. Воронкова Е. М. и др. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., «Наука», 1965, 335 с.
12. Гаванин В. Н. и др. Индикаторы тлеющего разряда. — Приборы и техника эксперимента, 1965, № 5, с. 12—20.
13. Гальперн Д. Ю. Значение несферических поверхностей в оптических системах. — «Оптико-механическая промышленность», 1971, № 7, с. 21—26.
14. Гороховский Ю. Н., Баранова В. И. Свойства черно-белых фотографических материалов. М., «Наука», 1970, 388 с.
15. Гороховский Ю. Н., Гилев С. С. Свойства фотографических материалов на прозрачной подложке. — В кн.: Сенситометрический справочник. М., Гостехиздат, 1955, 236 с.
16. Гребенщиков И. В. и др. Просветление оптики. М.—Л., Гостехиздат, 1946, 212 с.
17. Гуревич М. М. Цвет и его измерение. М., изд. АН СССР, 1950, 266 с.
18. Гуторов М. М. Основы светотехники и источники света. М., «Энергия», 1968, 212 с.
19. Дитчберн Р. Физическая оптика. М., «Наука», 1965, 631 с.
20. Духопел И. И. Контроль асферических поверхностей с небольшим отступлением от сферы. — «Оптико-механическая промышленность», 1964, № 1, с. 24—28.
21. Евласов С. Е. Прибор для определения коэффициента отражения от просветленных поверхностей. — «Оптико-механическая промышленность», 1962, № 7, с. 13—15.
22. Забелин А. А., Рябова Н. В. Получение интерференции с большой разностью хода при использовании в качестве источника света газового ОКГ. — «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 4, с. 9—11.

23. Закашинов Н. П. Специальные вопросы расчета и изготовления оптических систем. М., «Недра», 1967, 97 с.
24. Захарьевский А. Н. Интерферометры. М., Оборонгиз, 1952, 293 с.
25. Знаменская М. А., Кривовяз Л. М., Юрщик А. Н. Контроль однослойных просветляющих пленок. — «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 10, с. 65—67.
26. Знаменская М. А., Кривовяз Л. М., Юрщик А. Н. Опыт коррекции качества цветовоспроизведения кино и фотообъективами. — «Техника кино и телевидения», 1967, № 12, с. 19—24.
27. Ильин Ф. С., Федотов Г. И., Федин Л. А. Лабораторные оптические приборы. М., «Машиностроение», 1966, 496 с.
28. Инюшин А. И., Шифферс Л. А. Интерференционный метод контроля вогнутых параболических поверхностей. — «Оптико-механическая промышленность», 1966, № 7, с. 33—39.
29. Калмыкова О. В. Расчет разрешающей силы объектива при фотографировании штриховой и радиальной миры, помещенной в фокальной плоскости объектива коллиматора. — «Оптико-механическая промышленность», 1958, № 5, с. 26—27.
30. Каталог цветного стекла. М., «Машиностроение», 1967, 62 с.
31. Карлин О. Г., Липовецкий Л. Е., Сюткин В. А. Измерение деталей с асферическими поверхностями на сферометре ИЗС-7. — «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 4, с. 39—41.
32. Карлин О. Г., Сюткин В. А. Применение сферических и асферических пробных стекол для контроля асферических поверхностей. — «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 3, с. 37—39.
33. Коломийцов Ю. В. Контрастность картины в двухлучевых интерферометрах при неравенстве интенсивностей пучков лучей и при наличии рассеянного света. — «Оптико-механическая промышленность», 1961, № 11, с. 27—28.
34. Коломийцов Ю. В., Духопел И. И. Бесконтактный интерференционный метод контроля сферических поверхностей линз. Оптика и спектроскопия. Т. 1. вып. 1, май, 1956, с. 94—101.
35. Коломийцов Ю. В. и др. Оптические приборы для измерения линейных и угловых величин в машиностроении. М., «Машиностроение», 1964, 254 с.
36. Колядин А. И. О расчете коротковолновой границы пропускания оптических приборов. — «Оптико-механическая промышленность», 1969, № 8, с. 1—6.
37. Кравков С. В. Глаз и его работа. М.—Л., изд АН СССР, 1950, 532 с.
38. Крылова Т. Н. Отражение света от просветленной поверхности при различных углах падения. — «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 11, с. 18—22.
39. Крылова Т. Н., Соколова Р. С. Насадка к спектрометру ИКС-12 для измерения коэффициента отражения. — «Оптико-механическая промышленность», 1963, № 8, с. 28—30.
40. Куликовская Н. И., Королева А. В., Валяева И. Л. Применение асферических поверхностей в оптических приборах. — «Оптико-механическая промышленность», 1971, № 7, с. 57—54.
41. Курицин А. М. Спектральное пропускание современных киносъемочных и фотографических объектов. — «Техника кино и телевидения», 1962, № 10, с. 19—22.
42. Левин Б. М., Духопел И. И. Интерферометр для контроля плоскостей и плоскопараллельности. — «Оптико-механическая промышленность», 1958, № 6, с. 13—15.
43. Липовецкий Л. Е., Кукс В. Г. Контроль асферических поверхностей на сферометрах, длинномерах и других приборах с шаровыми или торическими измерительными элементами. — «Оптико-механическая промышленность», 1963, № 9, с. 27—33.
44. Лукьянов С. Ю. Фотоэлементы. М., изд АН СССР, 1948, 372 с.
45. Максудов Д. Д. Изготовление и исследование астрономической оптики. Гостехиздат, Л.—М., 1948, 280 с.
46. Маршалль А., Франсон М. Структура оптического изображения. М., «Мир», 1964, 284 с.

47. Меланхолин Н. М. и Грум-Гржимайло С. В. Методы исследования оптических свойств кристаллов. М., изд АН СССР, 1954, 192 с.
48. Методы и приборы для контроля качества кристаллов рубина. М., «Наука», 1968, 104 с.
49. Мороз Л. П. Интерференционные методы исследования фотообъективов. — «Оптико-механическая промышленность», 1936, № 11, с. 17—18; 12, с. 14—16; 1937, № 1, с. 11—18.
50. Новик Ф. С., Ногин П. А. Киносъемочная оптика. М., «Искусство», 1968, 408 с.
51. Ободовский В. В., Рождественский В. Н., Черный И. А. «Янтарное» просветление и окрашенность фотографических объективов. — «Оптико-механическая промышленность», 1967, № 5, с. 60—65.
52. Обреимов И. В. О приложении френелевой дифракции для физических и технических измерений. М., изд АН СССР, 1945, 84 с.
53. Омельченко А. И. Об измерении малых углов отклонения стеклянных клиньев с высокой точностью. — «Оптико-механическая промышленность», 1965, № 2, с. 33—34.
54. Омельченко А. И., Пананотова Н. Н. Коинцидент-фокометр. — «Оптико-механическая промышленность», 1960, № 7, с. 34—35.
55. Пер А. Г. Производство оптико-механических приборов. М., Оборонгиз, 1959, 336 с.
56. Погарев Г. В. Измерение показателей преломления оптического стекла. Изд. Л. ЛИТМО, 1963, 32 с.
57. Пуряев Д. Т. О деформации волнового фронта при продольной и поперечной расфокусировках для отражающих эллиптических и гиперболических поверхностей вращения. — «Оптико-механическая промышленность», 1962, № 11, с. 11—17.
58. Пуряев Д. Т. Интерферометр для контроля асферических поверхностей вращения второго порядка. — «Известия высших учебных заведений СССР. Приборостроение», т. VI, 1963, № 4, с. 131—136.
59. Пуряев Д. Т. К расчету компенсационных объективов для контроля асферических поверхностей вращения интерференционным методом. — «Оптико-механическая промышленность», 1966, № 6, с. 14—18.
60. Пуряев Д. Т. Контроль асферических поверхностей вращения второго порядка на интерферометре Тваймана. — «Известия высших учебных заведений СССР. Приборостроение», 1967, т. X, № 6, с. 99—101.
61. Пуряев Д. Т., Кривовяз Л. М., Каменева П. А., Никитин С. В., Бутенко В. М. Интерферометр для контроля асферических поверхностей вращения второго порядка. — «Оптико-механическая промышленность», 1966, № 4, с. 23—29.
62. Раутиан Г. И., Лобанова Н. В., Знаменская М. А. Об источниках освещения при точных измерениях цвета несамосветящихся объектов. — «Журнал технической физики» т. XXVI, вып. 1, 1956, с. 193—202.
63. Роговой И. Д. Отклонения энергетической освещенности от закона обратных квадратов. — «Оптико-механическая промышленность», 1963, № 8, с. 23—24.
64. Романова М. Ф. Интерференция света и ее применение. Л.—М., ОНТИ, 1937, с. 176.
65. Русинов М. М. Несферические поверхности в оптике. М., Расчет, изготовление и контроль. Изд. 2-е М., «Недра», 1973, 296 с.
66. Семибратов М. Н. Технологичность несферических оптических поверхностей — «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 4, с. 35—38.
67. Соболева Н. А. и др. Фотозлектронные приборы. М., «Наука», 1965, 592 с.
68. Соколова Р. С., Лейбус В. М. Приспособление ФМ-40 к спектрофотометру СФ-4 для измерения коэффициента отражения. — «Оптико-механическая промышленность», 1958, № 3, с. 34—36.
69. Справочная книга по светотехнике. М., изд АН СССР. Ответственный ред. акад. В. С. Кулебакин, 1956, 465 с.

70. Стронг Д. Техника физического эксперимента. Перевод с англ. Под ред. С. А. Остроумова, Ленинградское газетно-журнальное и книжное издательство, 1948, 664 с.
71. Тиходеев П. М. Световые измерения в светотехнике. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962, 464 с.
72. Тудоровский А. И. Теория оптических приборов. Часть I. М.—Л. АН СССР, 1948, 664 с.
73. Тудоровский А. И. Теория оптических приборов. Часть II. М.—Л., АН СССР, 1952, 568 с.
74. Турыгин Н. А. Прикладная оптика. М., «Машиностроение», Книга 1, 1965, 432 с; книга 2, 1966, 364 с.
75. Федин Л. А. Микроскопы, принадлежности к ним и лупы, М., Оборонгиз, 1961, 236 с.
76. Фефилов Б. В. Прикладная оптика. М., Геодезиздат, 1947, 532 с.
77. Физика тонких пленок. Том II. М., «Мир». Под общей редакцией Г. Хасса и Р. Э. Туна. Пер. с англ. 1967, 396 с.
78. Хэкфорд Г. Инфракрасное излучение. М.—Л., «Энергия», 1964, 336 с.
79. Цено Н. В. Автоматический метод расчета сложных оптических систем. — «Оптико-механическая промышленность», 1966, № 9, с. 10—16.
80. Чунин Б. А., Назарова В. Я., Качкин С. С. О контроле асферических поверхностей с малыми отступлениями от сферы. — «Оптико-механическая промышленность», 1963, № 12, с. 6—9.
81. Чуриловский В. Н. Теория хроматизма и aberrаций третьего порядка. «Машиностроение», Л., 1968, с. 312.
82. Шубинков А. В. Основы оптической кристаллографии. М., изд АН СССР, 1958, 204 с.

Предисловие	3
Глава I. Общие вопросы оптической измерительной техники	5
1. Источники излучения (М. А. Знаменская)	5
1. Лампы накаливания и тепловые источники излучения	5
2. Газоразрядные и люминесцентные лампы	13
3. Лабораторные источники дневного света	18
2. Приемники, применяемые в оптических намерениях (М. А. Знаменская)	20
3. Погрешности измерений и обработка результатов (Д. Т. Пуряев)	26
Глава II. Контроль оптических материалов (Д. Т. Пуряев)	30
1. Основные требования и характеристики оптического стекла	30
2. Измерение показателей преломления и дисперсии (Д. Т. Пуряев)	32
1. Видимая область спектра	32
Гониометрические методы	33
Рефрактометрические методы	38
Интерференционный метод И. В. Обреимова	42
2. Ультрафиолетовая область спектра	46
3. Инфракрасная область спектра	48
3. Оптическая однородность	51
4. Двойное лучепреломление	53
5. Бессвильность	56
6. Пузырность	57
7. Коэффициент светопоглощения в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра (М. А. Знаменская)	58
8. Характеристики цветного стекла (М. А. Знаменская)	64
9. Измерение показателей преломления кристаллов	69
1. Общие сведения о кристаллах	69
2. Гониометрический метод	74
3. Рефрактометрический метод	75
4. Метод Обреимова	76
Глава III. Контроль качества плоских и сферических поверхностей (Д. Т. Пуряев)	78
1. Метод коллиматора и зрительной трубы для контроля плоских поверхностей	78
2. Контроль по виду дифракционного изображения точки	80

3. Интерференционные методы	83
1. Метод пробных стекол	83
2. Бесконтактный контроль плоских поверхностей на интерферометрах	85
3. Бесконтактный контроль сферических поверхностей на интерферометре Ю. В. Коломийцова и И. И. Духопела	86
4. Теневые методы	88
Глава IV. Контроль качества асферических поверхностей (Д. Т. Пуряев)	91
1. Классификация асферических поверхностей	91
2. Контактнo-механические методы контроля формы асферических поверхностей	93
3. Метод асферических пробных стекол	94
4. Метод пробных сферических стекол для контроля асферических поверхностей, мало отличающихся от сферы	95
5. Метод анаберрационных точек для контроля эллиптических, параболических и гиперболических поверхностей	99
1. Сущность метода	99
2. Интерферометр ИКП-1	103
3. Методика юстировки автоколлимационных систем	110
6. Компенсационный метод	116
1. Сущность метода и виды компенсаций	116
2. Интерферометр ИКАП-1	119
7. Измерение угла раствора и контроль качества полированных конических поверхностей	130
Глава V. Контроль оптических деталей	136
1. Измерение толщин линз и плоскопараллельных пластинок (Д. Т. Пуряев)	136
2. Измерение радиусов кривизны сферических поверхностей (Д. Т. Пуряев)	139
1. Метод сферометра	140
2. Метод колец Ньютона	141
3. Автоколлимационный метод	144
3. Контроль децентрировки линз (Л. М. Кривовяз)	147
1. Контроль с помощью коллиматора и микроскопа	148
2. Контроль с помощью зрительной трубы	149
3. Контроль с помощью коллиматора и длиннофокусного микроскопа с подвижной линзой	150
4. Контроль с помощью автоколлимационного микроскопа	151
5. Контроль децентрировки на автоколлиматорном микроскопе А. А. Забелина	153
6. Центрировка линз при склейке	153
4. Измерение преломляющих углов клиньев и углов отклонения (Д. Т. Пуряев)	155
1. Гониометрические методы	156
2. Метод коллиматора и зрительной трубы	157
3. Интерференционный метод	158

5. Измерение преломляющих углов и углов отклонения призм (Д. Т. Пуряев)	159
6. Контроль качества просветления сферических и плоских поверхностей оптических деталей (М. А. Знаменская)	164
1. Общие сведения о просветлении оптики	164
2. Измерение интегральных коэффициентов отражения просветленных оптических деталей	168
3. Измерение спектрального отражения просветленных оптических деталей	177
7. Контроль светоделительных и отражающих покрытий (М. А. Знаменская)	181
Глава VI. Контроль оптических характеристик приборов	189
1. Измерение фокусных, вершинных фокусных и рабочих расстояний оптических систем (Л. М. Кривовяз)	189
1. Измерение вершинных фокусных расстояний	190
2. Измерение фокусных расстояний	193
3. Измерение рабочих расстояний объективов	217
2. Измерение оптических характеристик телескопических систем	222
1. Измерение увеличения телескопических систем (Л. М. Кривовяз)	223
2. Измерение поля зрения телескопических систем (Л. М. Кривовяз)	224
3. Измерение диаметра зрачка выхода телескопической системы и его удаления (Л. М. Кривовяз)	226
4. Измерение пропускания (М. А. Знаменская)	228
5. Измерение коэффициента светорассеяния (М. А. Знаменская)	230
3. Измерение оптических характеристик фотографических систем	233
1. Определение размеров зрачка входа и проверка шкалы относительных отверстий (Л. М. Кривовяз)	233
2. Определение эффективного относительного отверстия (М. А. Знаменская)	236
3. Измерение поля зрения (Л. М. Кривовяз)	239
4. Измерение коэффициента виньетирования (Л. М. Кривовяз)	239
5. Измерение распределения освещенности по полю изображения (М. А. Знаменская)	240
6. Измерение коэффициента пропускания (М. А. Знаменская)	242
7. Определение цветопередачи объективов (М. А. Знаменская)	245
Расчетный метод определения цветопередачи просветленного объектива	247
Метод контроля качества цветопередачи объективов на зонном фотометре	252
Колориметрический метод оценки качества цветопередачи	256
8. Измерение коэффициента светорассеяния (М. А. Знаменская)	260
4. Измерение оптических характеристик микроскопических систем (Л. М. Кривовяз)	264
1. Измерение линейного увеличения микрообъектива	264
2. Измерение увеличения микроскопа	265
3. Измерение поля зрения микроскопа	267

Глава VII. Контроль качества изображения и исследование коррекции оптических систем (Л. М. Кривовяз)	269
1. Оценка качества изображения отдельных элементов оптических систем	269
1. Проверка плоскопараллельных пластин, плоских зеркал и призм	269
2. Проверка линзовых компонентов, скорректированных на сферическую абберацию	279
2. Контроль качества изображения фотографических систем	281
1. Общие понятия	281
2. Контроль качества изображения по виду дифракционного изображения точки	284
3. Контроль качества изображения по остаточным абберациям	285
4. Фотографические методы исследования качества изображения объективов	306
5. Частотно-контрастный (фотоэлектрический) метод исследования качества изображения	317
3. Контроль качества изображения телескопических систем	321
4. Контроль качества изображения микроскопических систем	323
Список литературы	326

Леонид Маркович Кривовяз,
Даниил Трофимович Пуряев,
Марина Алексеевна Знаменская

Практика оптической измерительной лаборатории

Редактор издательства *З. С. Баранова*
Технический редактор *Н. Ф. Демкина*
Корректор *А. А. Снастина*
Переплет художника *А. Я. Михайлова*

Сдано в набор 24/X 1973 г.
Подписано в печать 30/I 1974 г.
Формат бумаги 60×90^{1/16} Бумага № 3
Печ. л. 21 Уч.-изд. л. 21,35 Тираж 6000 экз.
Т-02832 Зак. 624 Цена 1 р. 30 к.

Издательство «Машиностроение»
107885, Москва, Б-78, 1-й Басманный пер., д. 3

Ленинградская типография № 6
Союзполиграфпрома при Государственном
комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии
и книжной торговли, 193144, Ленинград,
С-144, ул. Моисеенко, 10

