

Лабораторные оптические приборы

*Допущено Министерством
высшего и среднего специального образования СССР
в качестве учебного пособия для студентов
оптических специальностей вузов*

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

Под редакцией
доктора технических наук
профессора Л. А. НОВИЦКОГО



МОСКВА «МАШИНОСТРОЕНИЕ» 1979

61517

ББК 22.34

Л12

УДК 681.4 (075.8)

А в т о р ы:

Г. И. Федотов, Р. С. Ильин, Л. А. Новицкий,
В. Е. Зубарев, А. С. Гоменюк

Рецензент кафедры спектральных и оптико-физических приборов
Ленинградского института точной механики и оптики

Лабораторные оптические приборы: Учебное пособие
Л12 для приборостроительных и машиностроительных вузов/
Г. И. Федотов, Л. А. Новицкий, А. С. Гоменюк и др.;
Под ред. Л. А. Новицкого — 2-е изд., перераб. и доп. —
М., Машиностроение, 1979. — 448 с., ил.

В пер.: 1 р. 30 к.

В книге излагаются принципы построения и действия основных классов лабораторных оптических приборов и дается краткое описание ряда типовых приборов каждого класса.

Книга является учебным пособием для студентов вузов приборостроительных специальностей и написана в соответствии с программой курса «Лабораторные оптические приборы».

Материал, изложенный в книге, может быть использован конструкторами, технологами и исследователями, занимающимися разработкой, изготовлением и эксплуатацией оптических приборов.

Л $\frac{31305-261}{038(01)-79}$ 261-79 1704050000

ББК 22.34
6П5.8

Предисловие

В основу настоящей книги положен курс лекций по дисциплине «Лабораторные оптические приборы», который в течение многих лет читается авторами данного учебного пособия в Московском высшем техническом училище им. Н. Э. Баумана.

В книге рассмотрены микроскопы, интерферометры, измерительные, поляризационные, фотометрические, колориметрические и спектральные приборы. Выбор именно этих классов приборов определяется программой курса по названной дисциплине.

Авторы ставили перед собой задачу создания пособия, позволяющего студентам приборостроительных специальностей и инженерно-техническим работникам оптической промышленности получить необходимые теоретические и практические сведения по соответствующему классу лабораторных приборов. Поэтому любая отдельная глава носит достаточно автономный характер, и ее можно изучать, как правило, вне связи с остальными главами.

Каждая глава учебного пособия начинается с изложения теоретических основ и физических принципов построения соответствующего класса приборов (при этом предполагается, что студенты, изучающие данный курс, уже знакомы в объеме программы вузов с курсами физики, физической оптики и теории оптических приборов). Далее даются сведения по устройству приборов и методике работы с ними.

В данной книге лишь вкратце затрагиваются голографические приборы, которые подробно излагаются в других дисциплинах. По той же причине авторы почти не касаются вопросов технологии изготовления деталей приборов, их сборки и юстировки. Отсутствует также подробное описание источников и приемников излучения.

Настоящее 2-е издание выходит в свет более чем через десять лет после 1-го издания (Р. С. Ильин, Г. И. Федотов, Л. А. Федин. Лабораторные оптические приборы. М., «Машиностроение», 1966, 496 с.) и существенно от него отличается. Изменен характер изложения ряда разделов, описание устаревших конструкций приборов заменено описанием более современных; внесены изменения, соответствующие замечаниям и пожеланиям лиц, ознакомившихся с 1-м изданием. Выправлены обнаруженные опечатки и неточности.

Гл. I написана В. Е. Зубаревым, Л. А. Новицким, Г. И. Федотовым; гл. II, V и VI — Г. И. Федотовым, гл. III — В. Е. Зубаревым, гл. IV — Л. А. Новицким, гл. VII — А. С. Гоменюк. При подготовке гл. III, IV и VII авторы воспользовались также материалами, написанными безвременно ушедшим от нас Р. С. Ильиным, одним из соавторов 1-го издания.

Авторы с благодарностью примут замечания и пожелания, которые несомненно появятся у читателей данной книги.

Введение

Анализируя длительный путь развития оптического приборостроения, можно без преувеличения сказать, что вклад отечественной науки в дело становления и прогресса оптико-механического производства поистине огромен.

Общая отсталость дореволюционной России от европейских государств, консерватизм и недалекость царского правительства не дали достаточного простора для развития оптического производства в стране. Широкое поле деятельности отечественная оптическая промышленность получила лишь после Октябрьской революции.

Уже в 1918 г. в Петрограде создается Государственный оптический институт (ГОИ), призванный решать научные и технические проблемы в области оптического стекловарения и оптико-механического производства. В дальнейшие годы в разных местах Советского Союза на базе небольших предприятий и ремонтных баз создаются первоклассные оптико-механические заводы. Среди них следует отметить Государственный оптико-механический завод (ГОМЗ), созданный на базе «Российского акционерного общества оптических и механических производств» в Петрограде, Павшинский завод оптических приборов (ныне Красногорский механический завод), созданный на базе ремонтных мастерских, и др.

Партия и правительство придавали большое значение делу подготовки квалифицированных кадров для оптической промышленности. Вскоре после Октябрьской революции в Петрограде стал функционировать техникум точной механики и оптики. На его базе в 1930 г. было создано первое в стране высшее учебное заведение, готовившее инженеров для отечественного оптико-механического производства — Ленинградский институт точной механики и оптики (ЛИТМО).

С 1938 г. подготовка оптиков-механиков началась в Московском высшем техническом училище им. Баумана (МВТУ). Организация подготовки оптиков в ведущих высших учебных заведениях нашей страны обеспечила высококвалифицированными специалистами отечественную оптическую промышленность и способ-

ствовала выходу наших оптических приборов на уровень лучших мировых образцов.

Естественно, ценность любых разработок, в том числе и в области оптического приборостроения, в существенной мере определяется тем, насколько широко эти разработки внедрены в производство.

Решение поставленных партий и правительством задач в области дальнейшего совершенствования оптического приборостроения требует создания высокоточных средств поверки (эталоны, исходные образцовые установки и т. д.) и их быстрее внедрения в производство.

В этой области ведущее место в стране занимает Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, известный своими уникальными оптическими приборами метрологического назначения, широко применяемыми в промышленности.

Большой вклад в теорию и практику оптического приборостроения внесли наши выдающиеся ученые Д. С. Рождественский, С. И. Вавилов, А. А. Лебедев, И. В. Гребенщиков, И. И. Гребенщиков, А. И. Теренин, А. И. Тудоровский, Б. В. Фефилов, Г. С. Ландсберг, А. Н. Захарьевский, Д. Д. Максutow, С. И. Фрейберг, И. А. Турыгин и др.

Сейчас в области оптического приборостроения и подготовки высококвалифицированных кадров для оптической промышленности успешно работает большое число ученых и выдающихся специалистов-оптиков.

Современное состояние отечественной промышленности таково, что она способна обеспечить разработку и выпуск оптических приборов очень высокой сложности.

Микроскопы

§ 1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ МИКРОСКОПА

Невооруженный глаз различает отдельные детали объекта только в том случае, если их угловой размер не меньше некоторой величины. Эта величина называется *остротой зрения* ϵ и в оптимальных условиях, т. е. при освещенности предмета 50—70 лк и большом его контрасте, достигает $1'$. Для ненапряженного наблюдения эту величину принято увеличивать до $2'$ и считать в качестве средней остроты зрения.

Угловой размер детали объекта зависит от линейного размера детали и от расстояния между объектом и глазом. Это расстояние нельзя сделать сколь угодно малым, так как аккомодация глаза имеет свой предел. Более того, работа глаза в области, близкой к пределу аккомодации, сильно утомляет зрение и не может считаться приемлемой.

Для нормального (эмметропического) глаза расстояние наилучшего зрения условно принято равным 250 мм. Это означает, что без оптического прибора глаз с остротой зрения $\epsilon = 2'$ хорошо различает детали объекта величиной 0,15 мм.

При наблюдении деталей, угловые размеры которых меньше $1'$, используют увеличительные приборы. Лупы и микроскопы предназначены для наблюдения с увеличением тех объектов, которые расположены в непосредственной близости от наблюдателя.

Лупа представляет собой одиночную линзу или простейшую оптическую систему, аналогичную такой линзе. В переднем фокусе лупы устанавливается объект, а в заднем — зрачок глаза. Бесконечно удаленное изображение объекта глаз наблюдает с наименьшим напряжением хрусталика, поэтому такое расположение элементов схемы считается оптимальным. Отклонения от расчетного расположения элементов вызываются спецификой зрения отдельных наблюдателей. Например, для близорукого глаза объект надо приблизить к лупе на такую величину, чтобы мнимое изображение установилось на оптимальном для данного глаза расстоянии.

Увеличение лупы

$$\bar{\Gamma} = \frac{250}{f'}, \quad (1.1)$$

где 250 — расстояние наилучшего зрения в мм; f' — фокусное расстояние лупы в мм.

Это увеличение показывает, во сколько раз угловой размер изображения объекта, наблюдаемого в лупу, больше углового размера объекта, наблюдаемого без лупы с расстояния 250 мм.

По формуле (I.1) находят номинальное увеличение лупы. При положениях объекта или глаза, отличных от расчетного, иначе говоря, при ухудшении условий работы глаза, возможно отклонение от номинала. Само номинальное увеличение носит условный характер, так как расстояние наилучшего зрения выбрано произвольно. По этой причине увеличение лупы и микроскопа принято оцени-

вать только номинальным значением, не учитывая возможных отклонений от него.

Лупы малого увеличения (до $7\times$) выполняют в виде одиночных линз; лупы среднего (до $15\times$) и сильного (до $40\times$) увеличения имеют слож-

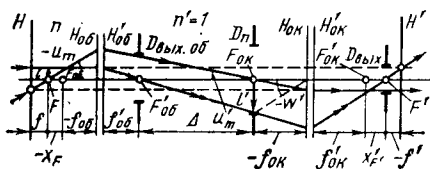


Рис. I.1. Эквивалентная схема микроскопа

ную схему и состоят из трех-четырех линз. По коррекции аберраций это обычно апланатические и анастигматические системы с коротким фокусным расстоянием и малым рабочим отрезком, по качеству приближающиеся к микрообъективам.

Микроскоп является сложной системой, предназначенной для наблюдения близко расположенных объектов с большим увеличением и высокой разрешающей способностью.

На расчетной (эквивалентной) схеме микроскопа (рис. I.1) показано взаимное расположение главных плоскостей и фокусов объектива, окуляра и микроскопа в целом.

Объект (препарат) l находится на некотором расстоянии X_F от переднего фокуса $F_{об}$ объектива. Объектив образует действительное увеличенное и перевернутое изображение l' препарата в плоскости, совпадающей с передним фокусом $F_{ок}$ окуляра. Окуляр работает подобно лупе и вторично образует увеличенное мнимое и прямое изображение l'' , удаленное в бесконечность. Это означает, что препарат находится в переднем фокусе сложной лупы — микроскопа. В результате микроскоп дает сильно увеличенное перевернутое изображение препарата.

На эквивалентной схеме даны обозначения величин, входящих в расчетные формулы микроскопа. Расстояние от заднего фокуса объектива до переднего фокуса окуляра, обозначенное Δ , называют *оптической длиной тубуса микроскопа*.

Согласно формуле, которая связывает фокусные расстояния находящейся в воздухе оптической системы и ее отдельных элементов, переднее и заднее фокусные расстояния микроскопа определяются выражением

$$f = -f' = \frac{f'_{об} f'_{ок}}{\Delta}. \quad (I.2)$$

Под *увеличением микроскопа* понимают отношение размера изображения препарата на сетчатке глаза, образованное при наблюдении через микроскоп, к размеру изображения того же препарата, полученному на сетчатке при наблюдении невооруженным глазом с расстояния наилучшего зрения. Это увеличение микроскопа принято называть *видимым*.

Все рассуждения об увеличении лупы справедливы и для микроскопа, поэтому видимое увеличение микроскопа записывают в виде

$$\bar{\Gamma} = \frac{250}{f'}, \quad (I.3)$$

где f' — фокусное расстояние всего микроскопа, мм.

Если в формуле (I.3) f' заменить его выражением по формуле (I.2), то увеличение микроскопа

$$\bar{\Gamma} = - \frac{\Delta}{f'_{об}} \frac{250}{f'_{ок}}; \quad (I.4)$$

знак минус указывает на то, что изображение, образованное микроскопом, перевернуто по отношению к объекту.

По формуле геометрической оптики линейное увеличение объектива

$$\beta_{об} = - \frac{\Delta}{f'_{об}}, \quad (I.5)$$

а увеличение окуляра, работающего как лупа,

$$\bar{\Gamma}_{ок} = \frac{250}{f'_{ок}}, \quad (I.6)$$

откуда

$$\bar{\Gamma} = \beta_{об} \bar{\Gamma}_{ок}. \quad (I.7)$$

Это наиболее распространенное выражение для определения общего увеличения микроскопа, которое равно произведению увеличения объектива на увеличение окуляра.

В отдельных микроскопах объектив рассчитывают при условии, что препарат находится в его переднем фокусе, а изображение — в бесконечности. В этом случае говорят, что оптическая длина тубуса микроскопа равна бесконечности. За объективом в параллельном пучке лучей устанавливается *тубусная линза* с фокусным расстоянием $f'_{тл}$. В заднем фокусе этой линзы получается действительное перевернутое изображение препарата с увеличением

$$\beta_{об. тл} = - \frac{f'_{тл}}{f'_{об}}, \quad (I.8)$$

которое надо подставлять в формулу (I.7) вместо $\beta_{об}$ для нахождения общего увеличения такого микроскопа.

Другие важные характеристики микроскопа связаны не с положением его элементов на оптической оси, а с диаметрами диафрагм и оправ линзовых систем. Сюда относятся светосила прибора, его поле зрения, глубина резкого изображения и разрешающая способность.

Светосилу микроскопа определяет конус лучей, который выходит из осевой точки препарата и опирается на наименьшую оправу или диафрагму, называемую *апертурной диафрагмой*. Половина угла при вершине этого конуса называется *апертурным углом* u_m (см. рис. I.1).

Изображение апертурной диафрагмы в пространстве предметов называют *выходным* зрачком, а в пространстве изображений — *выходным* зрачком. В микрообъективах выходным зрачком служит оправа одной из последних линз или специальная диафрагма. В обоих случаях можно считать, что выходной зрачок микрообъектива $D_{\text{вых. об}}$ совпадает с его задней фокальной плоскостью (см. рис. I.1), а входной зрачок объектива (и всего микроскопа) находится в бесконечности. Выходной зрачок микроскопа $D_{\text{вых}}$ есть изображение выходного зрачка объектива, образованное окуляром.

Микрообъектив является системой апланатической, т. е. для него выполняется условие синусов

$$n \sin u_m : n' \sin u'_m = \beta_{\text{об}} = \text{const.} \quad (\text{I.9})$$

Величину $A = n \sin u_m$ называют *числовой апертурой*. Условие синусов можно записать в виде

$$A = \beta_{\text{об}} A', \quad (\text{I.10})$$

где A — апертура объектива в пространстве предметов, а A' — в пространстве изображений.

Диаметр выходного зрачка объектива

$$D_{\text{вых. об}} = 2\Delta \operatorname{tg} u'_m.$$

Апертурный угол u'_m в пространстве изображений мал, поэтому возможна замена $\operatorname{tg} u'_m = \sin u'_m = A'$, и тогда

$$D_{\text{вых. об}} = 2\Delta A'. \quad (\text{I.11})$$

Формула линейного увеличения связывает выходной зрачок объектива и его изображение — выходной зрачок микроскопа:

$$D_{\text{вых}} = D_{\text{вых. об}} \frac{f'_{\text{ок}}}{\Delta}.$$

Использование формул (I.6), (I.10) и (I.11) приводит к выражению

$$D_{\text{вых}} = \frac{2\Delta A}{\beta_{\text{ок}}} \frac{250}{\Delta \bar{\Gamma}_{\text{ок}}} = \frac{500A}{\beta_{\text{об}} \bar{\Gamma}_{\text{ок}}},$$

или окончательно

$$D_{\text{вых}} = \frac{500A}{\bar{\Gamma}}. \quad (\text{I.12})$$

Из этой формулы следует, что микроскопы большого увеличения имеют малые выходные зрачки, значительно меньшие зрачка глаза. Например, при $\bar{\Gamma} = 1000\times$, $n = 1$; $\sin u_m = 1$ выходной зрачок $D_{\text{вых}} = 0,5$ мм. Это значит, что для получения достаточной освещенности на сетчатке глаза препарат должен быть довольно сильно освещен. Кроме того, дифракция света на структурных неоднородностях глаза в пределах малого зрачка затеняет изображение и ухудшает его качество.

Поле зрения микроскопа ограничивает *полевая диафрагма* D_{Π} , которая установлена в плоскости промежуточного изображения. *Линейное поле зрения* определяется величиной предмета, изображение которого заполняет полевую диафрагму. Это поле определяется по формуле

$$2l = \frac{D_{\Pi}}{\beta_{\text{об}}} . \quad (1.13)$$

Диаметр полевой диафрагмы зависит от качественного поля зрения окуляра $2\omega'$ и его фокусного расстояния. Для средних окуляров этот диаметр составляет 13—18 мм. Благодаря наличию полевой диафрагмы края изображения в микроскопе резко очерчены, а плоскость изображения равномерно освещена (так как нет виньетирования наклонных пучков).

Глубина резкого изображения складывается из трех величин: аккомодационной, геометрической и волновой.

В процессе наблюдения объемного предмета глаз непрерывно аккомодирует и просматривает разные по глубине участки предмета. Создается впечатление, что весь предмет виден одновременно резким. Если глаз аккомодирует с бесконечности до 250 мм, то резкими видны детали предмета, лежащие между передней фокальной плоскостью микроскопа и плоскостью, удаленной от фокуса на расстояние $T_{\text{ак}}$. Эта глубина предмета $T_{\text{ак}}$ называется аккомодационной глубиной и определяется по формуле

$$T_{\text{ак}} = \frac{(f')^2}{250} = \frac{250}{\bar{\Gamma}^2} . \quad (1.14)$$

Пусть глаз аккомодирован на бесконечность. Тогда на сетчатке глаза резко изображены только те точки предмета, которые находятся в передней фокальной плоскости микроскопа. Точки, находящиеся дальше или ближе фокальной плоскости, изображаются на сетчатке в виде кружков рассеяния. Если угловой размер кружков рассеяния не превышает остроты зрения ε , то соответствующие точки предмета кажутся резкими, а расстояние между ними называют геометрической глубиной.

Рис. 1.2 поясняет расчет геометрической глубины для случая, когда из предмета выделены две точки: A лежит в фокусе, а B — на расстоянии x от фокуса ближе к объективу. Предмет и микроскоп не показаны, но даны изображения указанных точек A'

и B' после микроскопа. Удаление x' изображения B' от глаза определяется по формуле

$$x' = \frac{D_{\text{гл}}}{\varepsilon},$$

где $D_{\text{гл}}$ — диаметр зрачка глаза. В дальнейших расчетах принимается, что диаметры зрачка глаза и выходного зрачка микроскопа равны. Расстояние между точками A и B согласно формуле Ньютона, с учетом значения x' и формулы (I.3) определяется выражением

$$x = -\frac{(f')^2}{x'} = \frac{125\varepsilon}{A\Gamma}.$$

Другая половина геометрической глубины соответствует точкам объекта, расположенным по другую сторону фокальной плоскости. Таким образом, геометрическая глубина резкого изображения

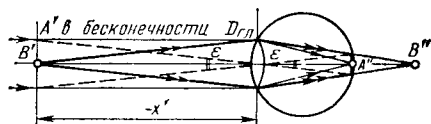


Рис. I.2. Схема к расчету геометрической глубины резкого изображения

$$T_r = 2x = \frac{250\varepsilon}{A\Gamma}. \quad (\text{I.15})$$

Приняв остроту зрения $\varepsilon = 2'$, формулу для геометрической глубины часто записывают в виде

$$T_r = \frac{1}{7A\Gamma}. \quad (\text{I.16})$$

Образование изображения предмета световыми пучками есть сложный процесс интерференции лучей в пространстве, а не в одной плоскости, причем этот процесс сопровождается обязательным ограничением пучков и дифракцией. Считают, что волновая глубина

$$T_v = \frac{\lambda}{2A^2}. \quad (\text{I.17})$$

Окончательно полная глубина резкого изображения

$$T = T_{\text{ак}} + T_r + T_v = \frac{250}{\Gamma^2} + \frac{250\varepsilon}{A\Gamma} + \frac{\lambda}{2A^2}. \quad (\text{I.18})$$

§ 2. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ МИКРОСКОПА

Микроскопическую структуру большинства биологических объектов можно рассматривать как особую дифракционную решетку, состоящую из совокупности непрозрачных, прозрачных и полупрозрачных мельчайших элементов, разнообразных по форме (точки, линии и т. д.). Размеры этих элементов сравнимы с длиной

волны света. Проходя сквозь такую микроскопическую структуру, свет сильно рассеивается на краях этих элементов, т. е. наблюдается явление дифракции. Для упрощения рассмотрим дифракцию в случае, если объектом для микроскопа служит регулярная дифракционная решетка с периодом d (рис. 1.3).

Пусть на решетку падает по нормали пучок параллельных лучей от удаленного источника света. Пройдя решетку, свет в результате дифракции распадается на множество параллельных пучков, образуя с нормалью решетки углы дифракции $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_k, -\beta_1, -\beta_2, \dots, -\beta_k$.

Согласно теории дифракционной решетки (см. гл. VI) направление главных максимумов определяется основным уравнением

$$\sin \beta_{\pm k} = \frac{k\lambda}{d}, \quad (I.19)$$

где k — порядок спектра, или в данном случае номер пучка света, т. е. число целое, положительное или отрицательное; λ — длина волны света.

Углы дифракции при освещении решетки монохроматическим светом зависят только от ее постоянной d . Если используется белый свет, то пучки лучей, кроме нулевого, разлагаются в спектры. Это явление не нарушает принципа, на основе которого объясняется разрешающая способность микроскопа, и в дальнейшем главные максимумы называются спектральными.

Объектив сводит параллельные пучки разных порядков в своем выходном зрачке $D_{\text{вых. об}}$ и образует здесь соответствующие изображения источника света, т. е. спектральные максимумы различных порядков. Эти изображения можно наблюдать непосредственно, вынув окуляр или установив вместо него длиннофокусный окуляр, предназначенный для наблюдения зрачка микрообъектива.

Изображение объекта $A'B'C'$ возникает в результате интерференции лучей, идущих от каждого спектрального максимума в каждую точку изображения. Полное подобие между предметом и его изображением можно получить в том случае, когда весь дифрагированный структурой препарата свет будет восприниматься объективом и участвовать в создании изображения.

Практически такое явление невозможно, так как световое отверстие объектива ограничено. Как доказал Аббе, изображение подобно предмету, если в выходном зрачке умещаются, кроме нулевого, хотя бы первые спектральные максимумы (± 1 ; этот случай показан на рис. 1.3). Тогда можно говорить о том, что

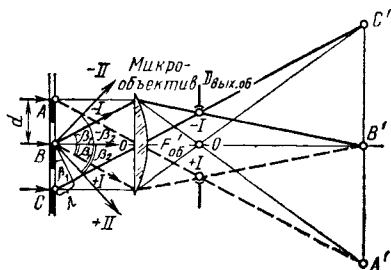


Рис. 1.3. Дифракционная решетка и ее изображение в микроскопе

штрихи решетки видны раздельными, и разрешение микроскопа равно d .

По формуле (I.19)

$$d = \frac{\lambda}{\sin \beta_1}.$$

Угол β_1 есть апертурный угол объектива, поэтому формула для разрешающей способности при параллельном освещении, т. е. когда апертура освещающего пучка близка нулю, принимает известный вид

$$d = \frac{\lambda}{A_{об}}, \quad (I.20)$$

где $A_{об}$ — числовая апертура микрообъектива.

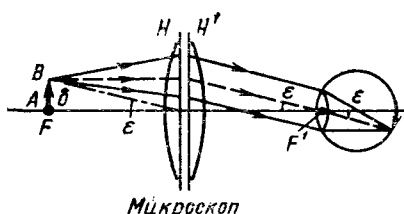


Рис. I.4. Ход лучей через зрачок глаза при наблюдении в микроскоп

В том случае, когда максимум первого порядка не попадает в объектив из-за его малой апертуры и штрихи решетки не разрешаются, следует увеличить апертуру освещающего пучка. Наклоненные к оптической оси пучки образуют нулевые спектральные максимумы, сдвинутые к краю зрачка, и тем самым создают

возможность размещения на зрачке также максимумов первого порядка. Такой способ освещения как бы расширяет апертуру объектива, а в действительности увеличивает разрешающую способность благодаря суммированию апертур конденсора A_k и микрообъектива $A_{об}$. Тогда разрешающая способность микроскопа с конденсором увеличивается до значения

$$d = \frac{\lambda}{A_k + A_{об}}. \quad (I.21)$$

Переходя к наблюдению реальных объектов и помня, что на практике обычно $A_k = A_{об}$, формулу для разрешающей способности микроскопа можно записать в окончательном виде:

$$\delta = \frac{\lambda}{2A_{об}}. \quad (I.22)$$

Нормальным увеличением микроскопа называют такое, при котором разрешающая способность микроскопа и глаза находятся в полном соответствии. На рис. I.4 схематически показан ход лучей через зрачок глаза при наблюдении в микроскоп.

Пусть расстояние между точками A и B равно пределу разрешения δ . Тогда угловое расстояние между ними в пространстве изображений

$$\varepsilon = \frac{\delta}{f'}.$$

Чтобы глаз увидел точки A и B отдельно, величина ε должна быть не меньше предела разрешения глаза (максимальной остроты зрения). В этом случае нормальное увеличение микроскопа с учетом формулы (1.3) и значения ε определяется выражением

$$\bar{\Gamma}_n = \frac{250\varepsilon}{\delta}. \quad (1.23)$$

Подставив в формулу (1.23) значение $\delta = \lambda/2A$ и $\varepsilon = 0,0003$ рад, а также приняв $\lambda = 0,55$ мкм и $A = 1,5$ (при $n = 1,5$ и $\sin u_m = 1$), получим

$$\bar{\Gamma}_n \approx 410\times.$$

Увеличение меньше $\bar{\Gamma}_n$ не дает возможности различить те детали объекта, которые разрешены объективом, но слишком мелки для разрешения глазом (предел разрешения определяет глаз).

Увеличение больше $\bar{\Gamma}_n$ не позволяет выявить новых деталей объекта (предел разрешения определяет объектив), но позволяет наблюдать эти детали под углом больше $1'$. Такое повышение угла ε до $2-4'$ следует считать полезным, так как у большинства биологических препаратов контраст мал и острота зрения $\varepsilon = 1'$ в таких условиях не достигается. По этой причине полезным увеличением микроскопа считается такое значение, которое в $2-4$ раза превышает нормальное:

$$2\bar{\Gamma}_n < \bar{\Gamma}_n < 4\bar{\Gamma}_n. \quad (1.24)$$

Увеличение больше $4\bar{\Gamma}_n$ не только бесполезно, но скорее вредно, так как при нем выходной зрачок микроскопа настолько мал, что качество изображения заметно ухудшается.

§ 3. ОБЪЕКТИВЫ МИКРОСКОПОВ

Современные микрообъективы достигли высокой степени совершенства: числовая апертура их близка к предельной, разрешающая способность в центре поля мало отличается от теоретической. Но не исчерпаны еще возможности по увеличению поля зрения микрообъективов и повышению качества изображения на краю поля. Такая работа ведется и по сей день.

Объектив и окуляр микроскопа участвуют в создании изображения неодинаково. Объектив — наиболее сложная и ответственная часть микроскопа — работает в широких пучках (с большой апертурой), но с малым наклоном этих пучков к оптической оси (малое поле). Окуляр работает в узких пучках, но с большим их наклоном (большое поле). При расчете объективов и окуляров это различие проявляется в коррекции соответствующих аберраций.

К аберрациям широкого пучка относятся сферическая аберрация, кома и хроматизм положения; к полевым аберрациям —

астигматизм, кривизна изображения, дисторсия и хроматизм увеличения.

Микрообъектив — система апланатическая. Это означает, что для пары сопряженных точек на оси устранена сферическая аберрация и выполнено условие синусов. Таких апланатических точек для каждого объектива только две, поэтому любые нарушения расчетного положения объекта и изображения приводят к ухудшению коррекции аберрации.

Объективы микроскопов делятся:

1) по степени коррекции аберраций: ахроматы, полуахроматы (флюоритовые), апохроматы, монохроматы, планахроматы и планапохроматы;

2) по длине тубуса микроскопа (в миллиметрах): тубус 160 для проходящего света с покровным стеклом толщиной 0,17 мм и более; тубус 190 для отраженного света без покровного стекла; тубус-бесконечность для проходящего и отраженного света;

3) по свойствам иммерсии: безыммерсионные (сухие), иммерсионные (масляная, водная, глицериновая и другая иммерсия);

4) по оптическому устройству: линзовые, зеркальные и зеркально-линзовые;

5) по апертуре и увеличению (деление условное): слабые ($A \leq 0,2$ и $\beta \leq 10\times$); средние ($A \leq 0,65$ и $\beta \leq 40\times$); сильные ($A > 0,65$ и $\beta > 40\times$).

У объективов-ахроматов соблюдено условие апланатизма и устранен хроматизм положения для двух цветов. Астигматизм внеосевых точек поля зрения не превышает допустимой величины (—4 диоптрий). Остается неисправленный вторичный спектр.

Слабые ахроматы с апертурой 0,1—0,15 обычно состоят из одного компонента, склеенного из двух линз. Ахроматы с апертурой до 0,2 имеют два ахроматических компонента. Для увеличения апертуры до 0,3 вводится плоско-выпуклая фронтальная линза. Эта фронтальная линза определяет фокусное расстояние объектива, а остальные линзы исправляют аберрации ее плоской и сферической поверхностей. Аберрации плоской поверхности в сильных объективах устраняют применением иммерсии.

Сильные ахроматы, обычно иммерсионные, состоят из четырех компонентов: фронтальной линзы, мениска и двух двухлинзовых компонентов. На рис. 1.5 приведен объектив $90\times 1,25$ (М-101) масляной иммерсии. Для устранения дефектов деталей и сборки оправа 3 менисковой линзы 4 посажена в корпус 2 с радиальным зазором; перемещением ее перпендикулярно оси добиваются требуемого качества изображения. Такая система юстировки применяется во всех сильных объективах. На рисунке видна пружина 1. Она предохраняет фронтальную линзу 5 от выдавливания, а покровное стекло 6 — от разрушения при наводке на резкость, так как рабочие отрезки сильных объективов очень малы.

В объективах-апохроматах практически устранен вторичный спектр, выполнено условие синусов по меньшей мере для двух

цветов, исправлена сферохроматическая aberrация. Весьма совершенное устранение хроматизма для точки на оси достигается применением особых марок стекол и кристаллов.

Сухой объектив-апохромат $40 \times 0,95$ (ОМ-16) имеет апертуру, близкую к пределу, и поэтому он снабжен коррекционной оправой. При вращении оправы меняется второй воздушный промежуток между компонентами, чем компенсируются aberrации, вызванные покровным стеклом, толщина которого отличается от 0,17 мм (в СССР толщина покровного стекла стандартизована и составляет 0,17 мм).

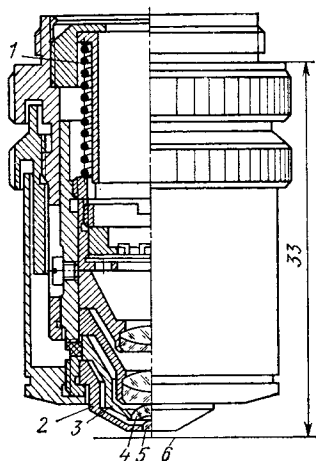


Рис. 1.5. Объектив-ахромат масляной иммерсии $90 \times 1,25$ (М-101)

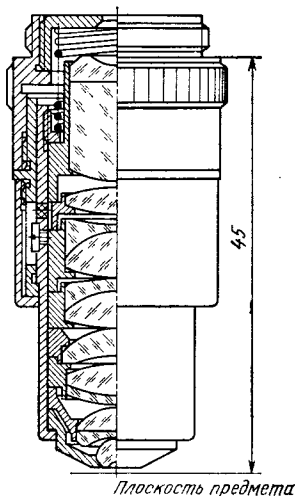


Рис. 1.6. Объектив-планахромат $100 \times 1,25$ (ОПА-5)

Планахроматы и планахроматы — это объективы с дополнительно исправленной кривизной изображения, применяемые для важных визуальных наблюдений и для цветной фотографии. Высокое качество изображения достигнуто дальнейшим усложнением оптической системы объектива и применением сверхтяжелых кронов и особых флинтгов.

На рис. 1.6 показан объектив-планахромат $100 \times 1,25$ (ОПА-5), входящий в комплект биологического микроскопа МБИ-15. Усложнение конструкции планобъективов привело к увеличению стандартного размера от плоскости предмета до опорного торца объектива с 33 мм до 45 мм.

Объективы-монокроматы используют в отдельных участках (шириной не более 20 нм) ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Эти объективы состоят из набора одиночных линз, выполненных из кварца, флюорита или фтористого лития. Для видимой области спектра монокроматы применять нельзя.

Для многих исследований необходимы объективы, работающие в широком диапазоне спектра (ультрафиолетовая область, видимая и инфракрасная) и не требующие перефокусировки, т. е. не обладающие заметным хроматизмом.

Такие объективы разработаны в виде зеркальных и зеркально-линзовых систем. Основной недостаток таких систем заключается в центральном экранировании значительной части пучка (до 25% по площади зрачка). В новых зеркально-линзовых системах, у которых остаточные aberrации двух concentрических зеркал

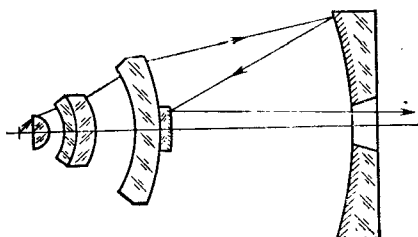


Рис. 1.7. Оптическая схема зеркально-линзового объектива $125 \times 1,1$ (ОНЗ-125)

взаимно компенсируются и числовая апертура увеличивается линзовыми компонентами, этот недостаток значительно уменьшен благодаря применению полупрозрачных зеркал и склеенной конструкции объектива, которая позволяет исключить экранирующие свет оправы зеркал. Достигнуто центральное экранирование не выше 4% по площади зрачка при удовлетворительной коррекции системы до апертуры $A = 1,4$.

На рис. 1.7 показана оптическая схема зеркально-линзового объектива $125 \times 1,1$ (ОНЗ-125), применяемого в ультрафиолетовых микроскопах МУФ-5М и МУФ-6М для работы в УФ и видимой областях спектра.

Кроме названных, отечественной промышленностью выпускаются объективы для фазового контраста, контактные, фотографические проекционные, эпиобъективы и некоторые другие.

§ 4. ОКУЛЯРЫ МИКРОСКОПОВ

Окуляры Гюйгенса применяют для объективов-ахроматов. Они состоят из двух плоско-выпуклых линз — коллективной и глазной, обращенных выпуклыми поверхностями к объективу. На рис. 1.8

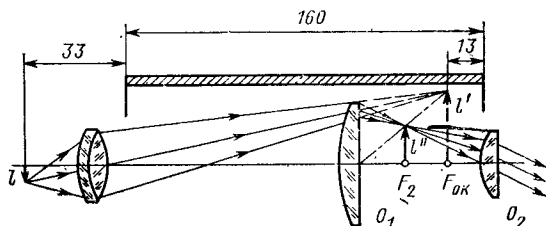


Рис. 1.8. Ход лучей в микроскопе с окуляром Гюйгенса

дана схема микроскопа с окуляром Гюйгенса и показано положение окуляра в нормальном тубусе. С изображением l' , которое дает объектив, совмещен передний фокус окуляра $F_{ок}$. Особенностью окуляра Гюйгенса является то, что этот фокус находится между линзами, а не впереди них, как во всех других окулярах.

Изображение l' является мнимым предметом для коллектива O_1 . Коллектив дает действительное изображение l'' в переднем фокусе F_2 глазной линзы O_2 . Здесь же находится диафрагма поля зрения окуляра.

При расчете окуляра Гюйгенса можно использовать только три конструктивных параметра: два радиуса кривизны и расстояние между линзами. При заданном увеличении окуляра, т. е. при заданном его фокусном расстоянии, остаются неиспользованными два параметра. Один применяется для исправления хроматизма увеличения, а другой — для частичной коррекции астигматизма и комы. Сферическую aberrацию и хроматизм положения в данной схеме исправить нельзя, но поскольку окуляр работает в узких пучках, эти aberrации почти не влияют на качество изображения всего микроскопа.

Удаление выходного зрачка окуляра Гюйгенса составляет примерно одну треть его фокусного расстояния. Этого удаления достаточно для удобного наблюдения, если увеличение не превышает $15\times$. Наиболее распространены окуляры с увеличением $7\times$ и $10\times$. Угловое поле зрения окуляра не превышает 30° .

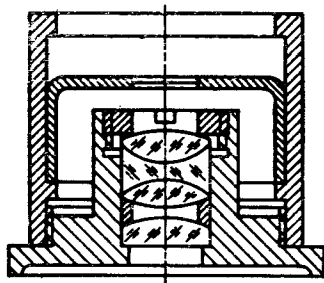


Рис. 1.9. Ортоскопический окуляр (АМ-20)

Окуляр Гюйгенса уменьшает продольные размеры микроскопа и, как ясно из рис. 1.8, имеет линзы, которые по диаметру меньше изображения, даваемого объективом. Это основной окуляр наблюдательных микроскопов. Для измерительных целей окуляр Гюйгенса применяют редко, так как он дает изображение сетки одной глазной линзой.

Окуляр Кельнера также состоит из двух плоско-выпуклых линз — одиночной коллективной, повернутой плоскостью к объективу, и склеенной глазной, повернутой плоскостью к глазу. Aberrации хорошо исправлены для поля $40\text{--}50^\circ$. Передний фокус окуляра Кельнера находится впереди коллектива на расстоянии, приблизительно равном $0,3f'_{\text{ок}}$, поэтому световой диаметр коллектива значительно больше, чем в окуляре Гюйгенса. Общая длина окуляра составляет $1,25f'_{\text{ок}}$.

Ортоскопические окуляры применяют в соединении с объективами-ахроматами средних апертур в тех случаях, когда желательно иметь большое окулярное увеличение и угловое поле зрения до 50° .

На рис. 1.9 показан ортоскопический окуляр АМ-20 с $\bar{\Gamma}_{\text{ок}} = 28\times$.

Компенсационные окуляры применяют в соединении с объективами-апохроматами, планобъективами и ахроматами больших увеличений. Эти окуляры компенсируют хроматизм увеличения

применяемых с ними объективов. Компенсационные окуляры по своей схеме аналогичны усложненному окуляру Гюйгенса или ортоскопическому окуляру.

Гомалы — это оптические системы с отрицательным фокусным расстоянием, используемые в микроскопах вместо окуляров с целью компенсации кривизны изображения и хроматической разности увеличения, даваемых апохроматами. Выходной зрачок гомалов расположен внутри системы, поэтому они применяются не для наблюдения, а для фотографирования. Линейное поле зрения гомалов сокращено до 8—15 мм.

§ 5. МЕТОДЫ ОСВЕЩЕНИЯ ПРЕПАРАТОВ

Подавляющее большинство объектов, исследуемых под микроскопом, являются несамосветящимися; такие объекты следует освещать посторонним источником света. Важная роль специального осветителя объясняется тем, что от его апертуры зависит разрешающая способность микроскопа [см. формулу (I.21)], а от его схемы — контраст и равномерность освещения препарата.

Микропрепараты делятся на две группы: прозрачные (тонкие срезы, жидкости, тонкие шлифы минералов и т. п.) и непрозрачные (травленные шлифы металлов и др.). Соответственно имеется две группы осветительных устройств для проходящего и отраженного света.

При микроскопических исследованиях широко пользуются освещением объектов по методу светлого и темного поля.

Освещение по методу *светлого поля* заключается в том, что лучи из осветителя, пройдя объект (проходящий свет) или зеркально отразившись от его поверхности (отраженный свет), попадают непосредственно в объектив, создавая позитивный амплитудный контраст, т. е. изображая поглощающие или плохо отражающие участки объекта темными на общем светлом фоне (поле).

Темное поле означает такое освещение, когда лучи из осветителя непосредственно в объектив не попадают, и общий фон (поле) получается достаточно темным. На этом фоне светлыми выглядят те участки объекта, которые рассеивают свет (или диффузно отражают) или наклон которых меняет направление света. Таким образом, в темном поле образуется негативный контраст изображения, а в светлом — позитивный.

Темное поле достигается применением осветителей, апертура которых обязательно больше апертуры объектива.

ОСВЕТИТЕЛИ ДЛЯ ПРОХОДЯЩЕГО СВЕТА

Наиболее употребительная в микроскопии схема нормального освещения препарата в *проходящем свете и светлом поле* называется схемой Келера (рис. I.10). Коллектор 2 проецирует источник света 1 в плоскость апертурной диафрагмы 4 конденсора 5.

Апертурная диафрагма установлена в передней фокальной плоскости конденсора и проецируется им в бесконечность. Как известно, входной зрачок микроскопа также находится в бесконечности, поэтому схема Келера обеспечивает правильное соединение осветителя и микроскопа. После объектива микроскопа 7 изображение апертурной диафрагмы образуется в его выходном зрачке 8. Полевая диафрагма 3 проецируется конденсором в плоскость объекта 6.

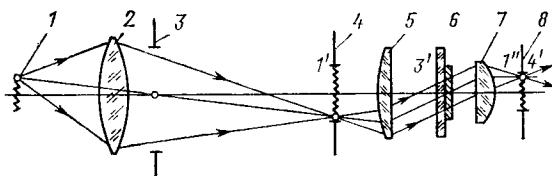


Рис. 1.10. Схема нормального освещения по Келеру (светлое поле)

Схема Келера характеризуется тем, что через каждую точку объекта проходят лучи, вышедшие из всех точек источника; это означает, что объект освещен равномерно. Кроме того, освещаемая часть поля зрения ограничивается с помощью полевой диафрагмы; такая регулировка уменьшает количество рассеянного света и повышает контраст изображения. И, наконец, с помощью апертурной диафрагмы изменяется апертура конденсора. Теоретически апертуры конденсора и объектива должны быть равны, однако на практике для ослабления рассеянного света апертуру конденсора всегда устанавливают несколько меньше апертуры объектива.

На рис. 1.11 приведен поперечный разрез конденсора ОИ-22. Он предназначен для прямого освещения объектов в проходящем свете. Фокусное расстояние конденсора $f' = 15$ мм. При использовании масляной иммерсии конденсор имеет числовую апертуру $A_k = 1,4$. Оправы фронтальной линзы 1 и нижней линзы 2 с асферической поверхностью выполнены свинчивающимися. При снятии фронтальной линзы конденсор имеет числовую апертуру 0,4. Ирисовая апертурная диафрагма регулируется рычагом 4. В оправу 3 можно устанавливать светофильтр.

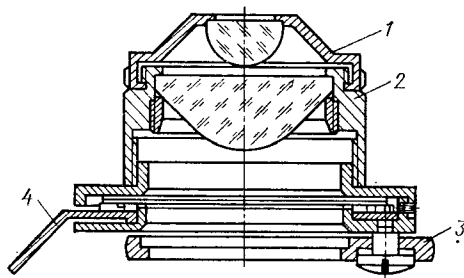


Рис. 1.11. Конденсор ОИ-22

Кроме методов светлого и темного поля, известен также *метод косого освещения*. Косое одностороннее освещение получается при частичном закрытии апертурной диафрагмы до $1/2$ — $1/3$ ее диаметра

и смещении ее с оптической оси. Такое освещение заметно повышает контраст изображения, особенно при наблюдении штрихов и царапин, направление которых перпендикулярно падающему свету.

Осветитель темного поля создает в центральной части поля зрения полый конус лучей с апертурой, превышающей апертуру объектива.

Чем меньше по глубине освещенное пространство, тем качественнее изображение; причина этого кроется в малой глубине резкого изображения микроскопа.

В настоящее время для наблюдения прозрачных объектов в темном поле применяют линзовые и зеркальные (параболоидные и кардиоидные) конденсоры.

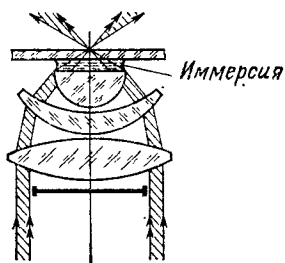


Рис. 1.12. Трехлинзовый конденсор темного поля

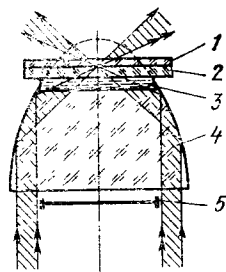


Рис. 1.13. Параболоид-конденсор

На рис. 1.12 показана оптическая схема трехлинзового конденсора; освещающие лучи имеют апертуру от 1 до 1,4. Центральная часть параллельного пучка задерживается диафрагмой. Такие конденсоры характеризуются большими aberrациями и поэтому применяются редко.

На рис. 1.13 приведена оптическая схема параболоида-конденсора английской фирмы «Бауш и Ломб». Сплошное стеклянное тело 4 с боков ограничено поверхностью параболоида вращения, а снизу и сверху — плоскостями. Параллельный пучок лучей собирается в фокусе параболоида, совмещенном с центром препарата. Препарат находится между покровным 1 и предметным 2 стеклами. Иммерсионный слой 3 соединяет конденсор и предметное стекло в однородную среду. Центральная часть пучка вырезается диафрагмой 5. В параболоиде-конденсоре отсутствуют сферическая и хроматическая aberrации, но не выполняется условие синусов. Апертура осветителя от 1,1 до 1,4.

Кардиоиды-конденсоры дают апланатическое изображение и являются наиболее совершенными из всех зеркальных конденсоров. Ход лучей в кардиоиде-конденсоре ОИ-10 показан на рис. 1.14. Первое отражение пучок лучей (на рисунке показан точками) совершает на выпуклой сфере, второе — на вогнутой кардиоидной поверхности. В современных кардиоидах-конденсорах асферическая поверхность заменена сферой ближайшего радиуса без значительного ущерба для качества изображения.

Конденсор ОИ-10 имеет также линзу, освещающую препарат по методу светлого поля. Переход со светлого поля на темное осуществляется установкой перед апертурной диафрагмой прозрачного кольца, которое экранирует линзу светлого поля, но пропускает свет в кардионд-конденсор. Апертурная диафрагма в методе темного поля открывается полностью.

Конденсор ОИ-10 безымерсионный и его апертура в темном поле равна 0,7, а в светлом поле — 0,6. Другая разновидность — кардионд-конденсор ОИ-13 — применяется с иммерсией и имеет апертуру 1,2.

Разновидностью метода темного поля является метод ультрамикроскопии. Он широко применяется в химии при изучении растворов, микрохимических реакций и т. п. Темное поле высокого качества и интенсивное освещение позволяют обнаружить в препарате частицы, размеры которых на один-два порядка меньше предела разрешения δ . Это явление не означает, что нарушены физические законы; речь идет о наблюдении не самих частиц, а только того света, который на них дифрагировал (рассеялся). Таким образом, в поле зрения будут наблюдаться светлые точки, которые свидетельствуют о наличии частиц, но ничего не говорят об их размерах.

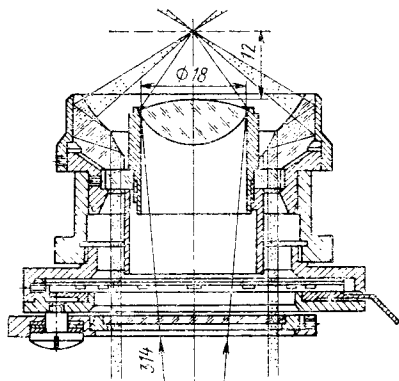


Рис. 1.14. Конденсор ОИ-10

ОСВЕТИТЕЛИ ДЛЯ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА

На рис. 1.15 представлена принципиальная оптическая схема осветительного устройства металлографического микроскопа по методу светлого (рис. 1.15, а) и темного (рис. 1.15, б) поля. Схема светлого поля обеспечивает нормальное освещение по Келеру. Источник света 1 изображается коллектором 2 на апертурной диафрагме 5, которая находится в переднем фокусе линзы 6. Линзы 6 и 8 действуют как оборачивающая система и проецируют апертурную диафрагму в выходной зрачок объектива 10, совпадающий с его задним фокусом $F'_{ог}$. Объектив 10 рассчитан на тубус бесконечность и работает совместно с ахроматическим объективом 11. Линзы 4 и 6 действуют аналогично оборачивающей системе и изображают оправу 3 коллектора 2 в плоскости полевой диафрагмы 7. Эта диафрагма установлена в фокусе линзы 8 и проецируется ею и объективом 10 в плоскость предмета 0.

На рис. 1.15, а светоделительное устройство показано в виде полупрозрачной пластинки 9 (в некоторых приборах устанавли-

вается светоделительный кубик). Такой способ освещения носит название *схемы Бека*. В *схеме Наше* вместо пластинки, перекрывающей всю ширину пучка, установлена призма полного внутреннего отражения, перекрывающая половину светового пучка микроскопа.

В *схеме Бека* нет ограничения апертуры объектива, но используется не более 25% падающего из осветителя света и образуются вредные рефлексy, уменьшающие контраст изображения.

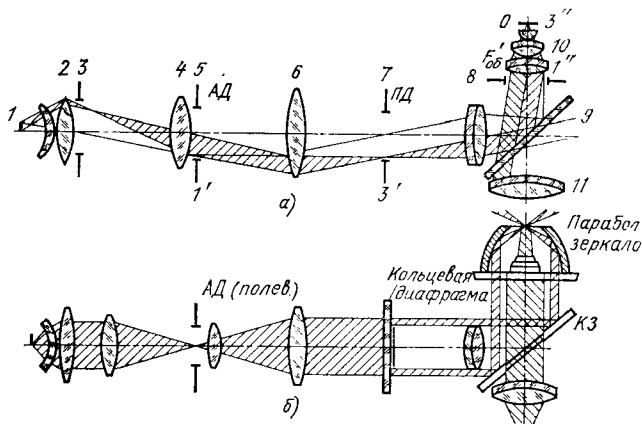


Рис. 1.15. Осветительная система металлографического микроскопа

В *схеме Наше* апертура объектива уменьшена экранирующим действием призмы, но используется 50% света (с учетом перекрытия половины пучка) и устранено влияние рефлексов. Эту схему чаще применяют при микрофотографировании.

При методе темного поля (рис. 1.15, б) источник света проецируется в апертурную диафрагму АД. Параллельный пучок лучей ограничивается кольцевой диафрагмой, отражается от кольцевого зеркала КЗ и собирается параболическим зеркалом на объекте. Это означает, что апертурная диафрагма одновременно выполняет роль полевой диафрагмы, так как ограничивает освещенный участок объекта.

§ 6. ФАЗОВО-КОНТРАСТНЫЕ И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ В МИКРОСКОПИИ

Описанные методы могут быть полезными для изучения таких объектов, которые выделяются на фоне всего поля зрения вследствие своей способности иначе поглощать свет, чем окружающая среда (абсорбционные структуры). В микроскопии очень распространено также наблюдение объектов, отличающихся от окружающей среды главным образом по своему показателю преломления (рефракционные структуры).

Рефракционные структуры вносят изменения не в амплитуду, а в фазу проходящей волны. Однако такие структуры не могут быть непосредственно рассмотрены или сфотографированы, ибо наши приемники реагируют не на фазу, а на амплитуду (интенсивность), которая остается неизменной при прохождении света через разные участки рефракционной структуры. Иначе говоря, в микроскопии часто приходится иметь дело с препаратами, которые невидимы не потому, что они слишком малы, а единственно потому, что они мало контрастны. Таковы, например, некоторые бактерии, не имеющие и следов окраски и такие же прозрачные, как и жидкость, в которую они погружены. Эти малые объекты отличаются от окружающей среды только небольшим различием в показателе преломления.

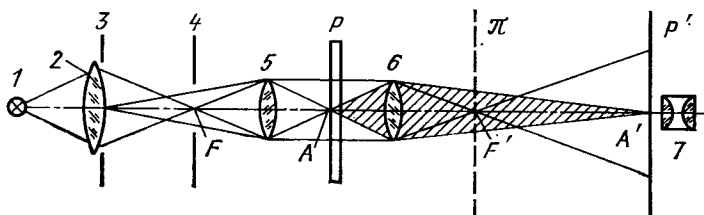


Рис. 1.16. Принципиальная схема метода фазового контраста

Вследствие этого проходящий через них свет смещается по фазе на величину

$$\delta^* = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{об} - n_{ср}) d^*, \quad (1.25)$$

где $n_{об}$ и $n_{ср}$ — показатели преломления объекта и среды; d^* — толщина объекта; λ — длина волны света.

Ранее для наблюдения таких объектов применяли дифференциальное окрашивание препаратов, после чего мало контрастные прозрачные объекты превращаются в поглощающие (контрастные) или разноцветные. Но, во-первых, далеко не все детали объектов могут быть окрашены в разные цвета; во-вторых, дифференциальное окрашивание малоприспособно при изучении живых объектов. Используя наличие разности в показателях преломления объекта и среды, голландский физик Цернике (1935 г.) разработал новый метод — метод фазового контраста, который позволил сделать видимыми такие прозрачные объекты, как описанные выше [35]. Метод фазового контраста основан на том, что фаза световых колебаний нулевого спектрального максимума (т. е. прямо прошедшего света), как показывает анализ, отличается от фазы колебаний спектра первого порядка (т. е. света, дифрагированного объектом) на $\pi/2$.

Пусть P — прозрачный объект, наблюдаемый в обычный микроскоп (рис. 1.16). Нить лампы 1 проецируется на ирисовую диафрагму 4 конденсора 5 при помощи коллектора 2. Диафрагма 4

находится в фокальной плоскости оптической системы 5 конденсора. Если бы при этих условиях источник света был точечным, то через препарат P проходил бы параллельный пучок лучей. В действительности источник света имеет некоторую протяженность и каждая его точка создает параллельный пучок лучей, так что через объект проходит бесконечное число параллельных пучков разного наклона.

Около коллектора 2 расположена ирисовая полевая диафрагма 3, расстояние которой от конденсора таково, что он дает на объекте действительное изображение диафрагмы 3. Микроскоп состоит из объектива 6 и окуляра 7. Схема освещения представляет описанную выше схему Келера.

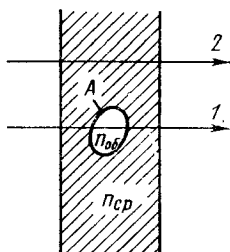


Рис. I.17. К расчету разности фаз в биологических препаратах

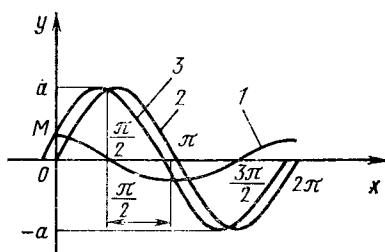


Рис. I.18. Графики колебаний в фазово-контрастном микроскопе

Рассмотрим в качестве примера прозрачную бактерию A и предположим, что лампа 1 является монохроматическим источником света. Бактерия дифрагирует падающий свет в конус, угол при вершине которого тем больше, чем меньше размер бактерии. На рис. I.16 заштрихованная область показывает ту часть дифрагированного света, которая попадает в микроскоп.

Уменьшив отверстие диафрагмы 4 так, чтобы использовалась только небольшая часть изображения источника 1 в точке F . Изображение F' точки F получается в фокальной плоскости π объектива 6. Изображение F' тоже мало, и можно считать, что в плоскости π пучок прямого света, посылаемого лампой 1, полностью отделяется от пучка, дифрагированного бактерией. В этой плоскости прямой световой пучок освещает лишь очень малую область, тогда как пучок дифрагированного света охватывает большую часть плоскости.

Рассмотрим область, где находится бактерия A . Пусть $n_{об}$ и $n_{ср}$ — показатели преломления бактерии и среды (рис. I.17). Если показатель преломления $n_{об}$ немного больше $n_{ср}$, то свет, проходящий через бактерию (луч 1), несколько запаздывает по отношению к свету, проходящему через среду мимо бактерии (луч 2). Монохроматические световые колебания могут быть представлены синусоидальными колебаниями типа $y = a \sin x$, где y — смещение при колебании; a — амплитуда, а x — абсцисса колеблющейся точки.

На рис. I.18 синусоида 2 представляет собой световое колебание, распространяющееся по пути луча 2 (см. рис. I.17). Световое колебание, проходящее через бактерию, немного запаздывает по отношению к предыдущему. Оно изображено синусоидой 3 (рис. I.18), тождественной синусоиде 2, но сдвинутой по оси x . Эти две синусоиды фактически идентичны, так как бактерия невидима вследствие недостаточного контраста. Другими словами, интенсивность света одинакова по всему полю. Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды a^2 , и все колебания, проходящие через препарат, имеют одинаковую амплитуду, в частности и колебания 3 и 2. Но между этими колебаниями имеется небольшая разность фаз. Синусоиду 3 можно рассматривать как сумму двух синусоид — синусоиды 2 и синусоиды 1, сдвинутой на $\pi/2$ (разность фаз $\pi/2$) по отношению к предыдущей и с очень малой амплитудой OM .

Из рисунка видно, что при суммировании ординат кривых 2 и 1 вновь получается синусоида 3.

Можно сказать, что синусоида 1 соответствует колебаниям, дифрагированным бактерией. Ее амплитуда OM тем меньше, чем меньше $n_{об} - n_{ср}$. Если $(n_{об} - n_{ср}) \rightarrow 0$, то и сдвиг синусоид будет стремиться к нулю и синусоида 1 исчезнет, т. е. дифрагированных колебаний не будет. Что касается синусоиды 2, то она представляет собой колебания, непосредственно участвующие в образовании изображения F' .

В плоскости π колебание, соответствующее изображению F' , называется прямым, а второе колебание соответствует дифрагированному свету, который распределяется вокруг F' и сдвинут по фазе на $\pi/2$ по отношению к первому.

Изображение бактерии получается в результате сложения всегда сдвинутых по фазе на $\pi/2$ колебаний 2 и 1, которые приходят в A' (см. рис. I.16). Интенсивность света в изображении A' бактерии определяется суммой квадратов составляющих амплитуд 2 и 1.

Интенсивность I_1 изображения A' определяется, таким образом, соотношением

$$I_1 = a^2 + OM^2;$$

при небольшом сдвиге фаз колебаний 3 и 2 (рис. I.19) OM — мало, и квадратом можно пренебречь; тогда

$$I_1 = a^2,$$

т. е. интенсивность света одинакова во всех точках изображения P' и бактерия невидима.

Допустим, что нам удалось с помощью соответствующего приспособления сдвинуть кривую 1 еще на $\pi/2$ относительно кривой 2. Относительное расположение колебаний 2 и 1, которые прошли через бактерию и пришли в ее изображение, будет соответствовать либо рис. I.19, а, либо рис. I.19, б.

В первом случае колебания 2 и 1 находятся в фазе; они просто складываются, и результирующая амплитуда в изображении бактерии равна

$$a + OM,$$

а интенсивность

$$I_1 = (a + OM)^2 \approx a^2 + 2OMa,$$

так как величиной OM^2 можно пренебречь.

Вокруг бактерии амплитуда остается равной a , и интенсивность

$$I_2 = a^2.$$

Получилось, что интенсивность I_1 изображения бактерии отличается от интенсивности I_2 остального поля, и бактерия становится видимой.

Во втором случае колебания 1 и 2 находятся в противофазе. Результирующая амплитуда в изображении бактерии равна

$$a - OM,$$

а интенсивность

$$I'_1 = (a - OM)^2 \approx a^2 - 2aOM.$$

И здесь I'_1 отличается от I_2 , и бактерия снова видна.

В первом случае (рис. I.19, а) $I_1 > I_2$, и бактерия кажется более светлой, чем остальное поле (негативный контраст); во втором случае (рис. I.19, б) $I'_1 < I_2$, и бактерия кажется более темной (позитивный контраст).

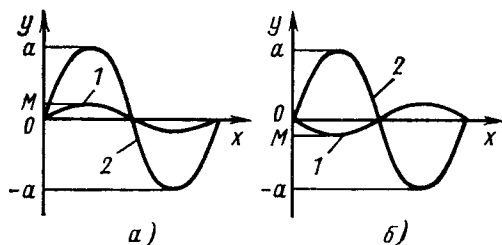


Рис. I.19. Действие фазовой пластинки

Таким образом, дополнительное смещение кривой 1 на $\pi/2$ по отношению к ее первоначальному положению, т. е. фазовый сдвиг на $\pi/2$ прямых колебаний относительно дифрагированных, позволяет

превратить незначительную разность фаз в объекте (разность показателей преломления или толщин) в разность интенсивностей света в изображении. В этом и заключается сущность метода фазового контраста.

Задача дополнительного сдвига фазы между прямыми и дифрагированными колебаниями может быть решена установкой в задней фокальной плоскости объектива микроскопа π -прозрачной пластинки, настолько маленькой, чтобы через нее проходил только прямой свет от источника, а проходящим через нее дифрагированным светом можно пренебречь.

С помощью такой пластинки (фазовой пластинки), имеющей нужную толщину и показатель преломления, прямое колебание

(синусоида 2) можно сдвинуть по фазе вперед или назад, не меняя дифрагированных колебаний (синусоида 1).

Фазовая пластинка должна сдвигать прямые колебания 2 на $\frac{1}{4}\lambda$ по отношению к дифрагированным 1 (фазовая пластинка представляет собой пластинку в четверть длины волны). Оптический путь прямых колебаний, проходящих через фазовую пластинку толщиной h с показателем преломления n , равен nh , а оптический путь дифрагированных колебаний, проходящих мимо (например, в воздухе), равен h . Тогда должно быть выполнено условие

$$nh - h = h(n - 1) = \frac{\lambda}{4}.$$

Если дифрагированные колебания проходят через пластинку такой же толщины h , что и фазовая пластинка, но с показателем преломления n' , то

$$(n - n')h = \frac{\lambda}{4}.$$

Изменением толщины фазовой пластинки можно добиться повышения контраста изображения, так как практически мы будем изменять амплитуду только прямого света.

С фазовой пластинкой с 50-кратным ослаблением света достигается максимальный контраст.

Фазовая пластинка Цернике представляет собой тонкую пленку коллодиума (обычно в форме кольца), которая погружена в каннадский бальзам и заключена между линзами объектива микроскопа либо между пластинками с параллельными поверхностями, если фокальная плоскость объектива вынесена за его оправу.

Фазовая пластинка должна точно перекрывать изображение диафрагмы 4 (см. рис. I.16) в фокальной плоскости объектива.

Выбор кольцевой формы для диафрагмы конденсора и фазовой пластинки объектива обусловлен тем, что в этом случае перекрытие нулевого и первых максимумов получается наименьшим и, следовательно, разделение максимумов довольно хорошим.

Задний фокус средних и сильных объективов расположен внутри оптической системы, что заставляет помещать фазовую пластинку между линзами объектива. Поэтому для работы по методу фазового контраста требуется применять специальные объективы, снабженные фазовыми кольцами.

Для того чтобы иметь возможность проводить наблюдения по методу фазового контраста с обычными объективами, используют так называемую схему переноса зрачка. Суть ее заключается в том, что с помощью дополнительной оптической системы выходной зрачок объектива проецируется в промежуточную плоскость, где и устанавливается фазовая пластинка (например, в микроскопе японской фирмы «Олимпус»).

Метод фазового контраста может быть использован и для наблюдения поверхности непрозрачных объектов в отраженном свете.

Отечественная промышленность и зарубежные фирмы выпускают ряд микроскопов, работающих по методу фазового контраста. Наша промышленность производит фазово-контрастное устройство КФ-4 для работы в проходящем свете. Это устройство может работать с биологическими, люминесцентными и поляризационными микроскопами. Четыре объектива устройства отличаются от объективов обычного типа только наличием фазового кольца. Размеры фазовых колец в объективах неодинаковы, что требует применения в осветительной системе своей кольцевой диафрагмы для каждого объектива, поэтому конденсор снабжен револьверным диском, в котором смонтированы четыре кольцевые диафрагмы. В револьвере имеется свободное отверстие для наблюдения препарата в проходящем свете в светлом поле. При правильной настройке устройства изображение кольцевой диафрагмы должно совпадать с фазовым кольцом объектива.

Фазово-контрастное устройство с одной кольцевой диафрагмой применяют в тех микроскопах, где имеется конденсор с панкратической системой. Изменяя фокусное расстояние панкратической системы осветителя, находят такое положение, при котором размер изображения кольцевой диафрагмы становится равным размеру фазового кольца. Для наблюдения структур препарата с большим градиентом оптической толщины применяют фазово-контрастное устройство КФ-5, характерное тем, что используемые в его объективах фазовые пластинки представляют собой два concentрических фазовых кольца.

Соответствующую форму имеют диафрагмы в конденсоре. Наблюдение проводят либо с обоими кольцами, либо только с кольцом меньшего диаметра. Оба кольца используются при наблюдении препаратов с большим градиентом оптической толщины.

В фазово-контрастных устройствах для отраженного света также применяют два способа размещения фазовой пластинки: внутри объектива и вне объектива.

По первому способу, например, выполнено фазово-контрастное устройство фирмы «Лейтц». В нем опак-иллюминатор с пластинкой Бека имеет апертурную диафрагму кольцевого вида. Отечественное фазово-контрастное устройство КФ-3 применяется в металлографических микроскопах и рассчитано на работу с обычными объективами. В нем применен принцип перепроектирования выходного зрачка объектива в промежуточную плоскость [23].

Интерференционная микроскопия преследует ту же цель, что и метод фазового контраста. Она позволяет получать контрастные изображения прозрачных неконтрастных объектов, причем контраст одновременно зависит от показателя преломления и толщины деталей объекта, т. е. определяется фазовыми изменениями света, проходящего через объект.

Принципы образования контрастного изображения в интерференционном и фазово-контрастном микроскопах различны. При интерференционных схемах первичное изображение в микроскопе остается в полной неприкосновенности. На вторичное (неконтрастное) изображение прозрачного объекта накладывается дополнительная световая волна (так называемая волна сравнения), от взаимодействия с которой изображение объекта не только делается контрастным, но может стать цветным.

Иными словами, в каждой точке поля зрения микроскопа световая волна, прошедшая через соответствующую точку объекта и получившая некоторое изменение фазы, встречается с другой световой волной, которую можно назвать эталонной, так как она идет мимо объекта и имеет фазу, одинаковую для всех точек поля. При наложении этих двух волн происходит интерференция, в результате которой получается усиление или ослабление освещенности отдельных точек поля. Этим и объясняется возникновение контрастного изображения в интерференционном микроскопе.

На принципе интерференционной микроскопии создают микроскопы, работающие как в проходящем, так и в отраженном свете. Кроме повышения контраста, интерференционный микроскоп позволяет проводить количественные измерения разности хода в прозрачных объектах или измерять величину неровностей на поверхности непрозрачного объекта. Чувствительность интерференционных микроскопов оценивается в 0,05—0,01 длины световой волны.

Наша промышленность выпускает, например, интерференционный биологический микроскоп МБИН-4, предназначенный для исследования препаратов в проходящем свете. Действие этого микроскопа основано на принципе поляризационного интерферометра Лебедева. Один луч в микроскопе проходит через объект, второй — минует объект, и возникающую разность хода можно измерить, например, с помощью компенсатора Сенармона.

Интерференционное устройство МИО-1 выпускается как принадлежность к отечественным металлмикроскопам и предназначено для исследования шлифов методом интерференционного контраста и для измерения высоты неровностей на поверхности.

В гл. III описан микроинтерферометр Линника МИИ-4, который представляет собой сочетание интерферометра Майкельсона с микроскопом. Метод фазового контраста и интерференционные методы дополняют друг друга, и в каждом отдельном случае специалисту, применяющему микроскоп, необходимо выбрать наиболее подходящий для данного случая метод.

§ 7. МИКРОПРОЕКЦИЯ И МИКРОФОТОГРАФИЯ

В основе приборов как для микропроекции, так и для микрофотографии лежит одна и та же принципиальная оптическая схема (рис. 1.20). Препарат 1 и его изображение 1' остаются, как и при

наблюдении, в апланатических точках микрообъектива 2; любые нарушения этого положения приводят к потере качества изображения и потому нежелательны. Окуляр 3 работает не как лупа, а как проекционный объектив. Для этого его приходится выдвигать из тубуса на такую величину, чтобы промежуточное изображение I' оказалось перед фокусом $F_{ок}$ и действительное изображение I'' получилось с заданным увеличением на экране или фотопластинке 4. Увеличение окуляра в этом случае определяется по известной формуле (без учета знака)

$$\beta_{ок} = \frac{x'}{f'_{ок}},$$

где x' — расстояние от заднего фокуса $F'_{ок}$ окуляра до экрана; $f'_{ок}$ — фокусное расстояние окуляра.

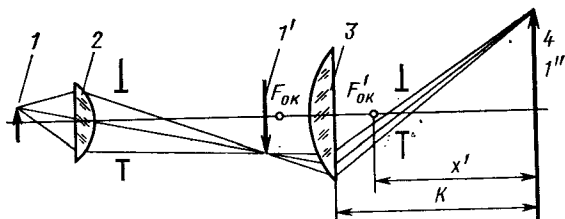


Рис. 1.20. Принципиальная схема микропроектора

После подстановки $f'_{ок}$ из формулы (I.6) получаем

$$\beta_{ок} = \frac{x'}{250} \bar{\Gamma}_{ок}.$$

Так как расстояние x' обычно много больше, чем $f'_{ок}$, то его можно заменить величиной K — расстоянием от окуляра до экрана, которое в микрофотографии называется *длиной камеры*. Тогда окончательно формула для линейного увеличения микропроектора или масштаба изображения имеет вид

$$\beta_{ок} = \beta_{об} \bar{\Gamma}_{ок} \frac{K}{250}. \quad (I.26)$$

Воспользуемся известной формулой для освещенности E на экране при микропроекции

$$E = \pi \tau B \frac{A^2}{\beta^2}, \quad (I.27)$$

где τ — коэффициент пропускания осветителя, препарата и микроскопа; B — яркость источника света; A — апертура объектива; β — увеличение микроскопа при проекции.

Коэффициент пропускания осветителя и микроскопа не превышает $\tau = 0,5$. В сложных микроскопах потери могут быть еще больше. Коэффициент пропускания препаратов колеблется обычно от единицы до одной десятой.

В конечном счете выходящий из прибора световой поток оказывается значительно ослабленным. Компенсировать это, как видно из формулы (I.27), можно лишь повышением яркости источника, если апертура объектива и масштаб изображения определены условиями опыта. Масштаб изображения при микрофотографировании обычно близок или ненамного превышает видимое увеличение микроскопа, тогда как при микропроекции он может быть очень большим.

Оптическая система микропроектора должна удовлетворять самым высоким требованиям. Для устранения кривизны изображения в случае работы ахроматических и апохроматических объективов вместо окуляров применяют гомалы. Наилучший результат достигается с planoобъективами, которые образуют плоское изображение по всему полю зрения.

К осветительным системам микропроекторов предъявляются два повышенных требования, а именно: источник света должен иметь высокую яркость и юстировка системы должна быть безукоризненной. Последнее достигается путем особо тщательной настройки осветительной системы по способу Келера (см. § I.5). Это дает возможность получить в высокой степени равномерную освещенность по всему полю зрения, а количество рассеянного света свести до минимума.

§ 8. МЕХАНИЧЕСКИЕ УЗЛЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТИ МИКРОСКОПОВ

Из назначения микроскопа — исследовать различные микропрепараты при больших увеличениях (до $1500\times$) с предельно возможными апертурами объективов — вытекают основные требования, предъявляемые к конструкции штативов микроскопов и точности выполнения механизмов.

У микроскопа с объективом $90\times 1,30$ и окуляром $15\times$ глубина изображения $T = 0,24$ мкм. Жесткость штатива и предметного столика этого микроскопа должна быть такова, чтобы после точной фокусировки и снятия усилий с рукоятки резкость изображения не нарушалась, т. е. чтобы взаимное перемещение объектива и препарата не превышало $0,24$ мкм.

Кинематическая чувствительность механизма точной фокусировки равна глубине изображения, разделенной на предельный угол поворота рукоятки микромеханизма, который еще может быть установлен наблюдателем. Если принять величину предельного угла поворота равной одному градусу, то кинематическая чувствительность микромеханизма должна быть равной $0,24$ мкм на один градус поворота рукоятки.

При больших увеличениях поле зрения микроскопа не превышает $0,12$ мм в плоскости объекта. Если принять, что ошибка приведения препарата к центру поля зрения не должна превышать

0,1 радиуса поля зрения, то кинематическая чувствительность механизмов перемещения столика должна быть не более 0,006 мм на градус поворота рукоятки.

Малое поле зрения микроскопа требует высокой точности (0,01 мм) центрировки гнезд револьвера и объективов. Достаточно жесткие требования предъявляются также к перпендикулярности предметного столика к оси микроскопа и опорного торца тубуса

к его оси, к параллельности перемещения тубуса или столика при грубой и тонкой фокусировке и т. д.

Как следует из приведенных цифр, штатив микроскопа должен характеризоваться большой жесткостью, высокой точностью механизмов и хорошей плавностью их ходов.

Основными узлами штатива микроскопа являются: основание (башмак), которое служит опорой всего микроскопа и несет всю конструкцию штатива;

тубусодержатель, несущий наблюдательный тубус; механизм грубого перемещения тубуса или столика; механизм точной фокусировки столика или тубуса;

тубус микроскопа с окуляром и револьвером для крепления объективов; предметный столик; осветительная система.

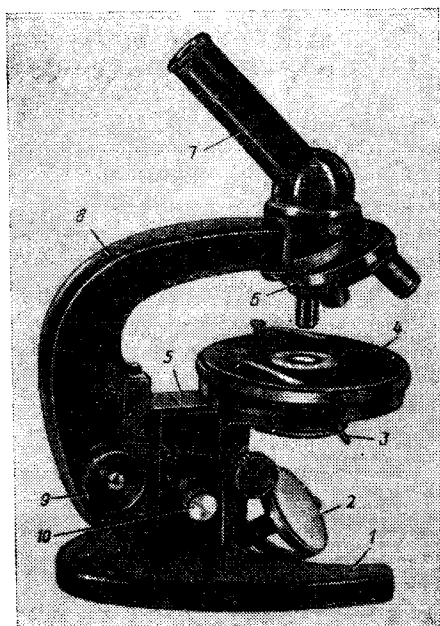


Рис. 1.21. Рабочий биологический микроскоп МБР-1

Существует три основных вида компоновки механизмов штатива. В штативе С-образной формы механизмы грубого и точного перемещения расположены в тубусодержателе и воздействуют непосредственно на тубус.

В штативе Г-образной формы механизмы установлены в специальной коробке, укрепленной на основании, и перемещают тубусодержатель вместе с тубусом. На рис. 1.21 показан биологический микроскоп МБР-1 с Г-образным штативом, который является сейчас основной формой штативов микроскопов. На основании 1 укреплена коробка микромеханизма 5, на которой расположены тубусодержатель 8, предметный столик 4, конденсор 3 с апертурной диафрагмой и поворотное зеркало 2. На тубусодержателе укреплены револьвер 6 с объективами и монокулярный

наклонный тубус 7 с окуляром. Фокусировка микроскопа осуществляется грубо рукояткой 9, точно — рукояткой 10.

В новых универсальных микроскопах Г-образный тубусодержатель жестко закреплен на основании, а механизмы перемещения воздействуют на предметный столик микроскопа. Неподвижный Г-образный тубусодержатель лучше двух предыдущих, так как из-за отсутствия направляющих характеризуется большой жесткостью и может быть нагружен различными принадлежностями, причем фокусировка при этом нарушаться не будет.

Механизм грубого перемещения воздействует либо на тубус или тубусодержатель, либо на предметный столик. Для обеспечения возможности установки на тубус специальных осветителей или на стол предметов большой толщины величина грубого перемещения тубуса или столика должна быть не менее 30 мм. Направляющие для грубого перемещения обычно выполняют из латуни в виде ласточкина хвоста. Механизм привода составляют стальная трибка и латунная косозубая рейка. Передаточное отношение ось—рейка равно 0,05 мм/град.

Механизм точной фокусировки устанавливают на микроскопах средних и больших увеличений, когда глубина резкого изображения становится меньше кинематической чувствительности механизма грубой фокусировки. Кроме прямого назначения — точной наводки на резкое изображение препарата, механизм иногда используют для измерения протяженности препарата вдоль оптической оси. Точность наведения на отдельные плоскости объекта зависит от глубины резкости T . Расчет показывает, что для глубинных измерений с ошибкой не выше 1 мкм необходим объектив с апертурой не ниже 0,75.

Величина точного перемещения тубуса или предметного столика обычно не превышает 2—2,5 мм.

Основными элементами механизма точной фокусировки являются направляющие и собственно механизм.

Направляющие чаще всего выполняют в виде ласточкина хвоста; в микроскопах повышенной точности применяют шариковые или роликовые направляющие.

Во всех современных микроскопах принято соотношение, при котором перемещению тубуса или столика на 0,1 мм соответствует полный оборот рукоятки микромеханизма. Это означает, что кинематическая чувствительность микромеханизма, равная 0,3 мкм/град, обеспечивает необходимую точность фокусировки при использовании самых высокоапертурных объективов.

В отечественных микроскопах применяют зубчато-рычажные, винторычажные и винтовые микромеханизмы. В биологических микроскопах распространен зубчато-рычажный микромеханизм Мейера (рис. 1.22). Вращение отсчетного барабанчика 1 через систему зубчатых колес передается на сектор 2, качающийся на призме 3. В лунку сектора вставлен штифт с коническими концами 4; его верхний конец упирается в направляющую 5 и передает

ей поступательное движение. Направляющая соединена с тубусом или с предметным столиком.

Передаточное отношение механизма таково, что при повороте рукоятки барабанчика 1 на одно деление тубус перемещается на 0,002 мм. На рукоятке таких делений 50, а механизм рассчитан на 25 оборотов рукоятки, поэтому общее перемещение тубуса от микромеханизма равно 2,5 мм.

Мертвый ход устраняется пружиной 7, установленной между упором 6 и направляющей. Эта пружина действует через штифт на сектор и прижимает его к призме.

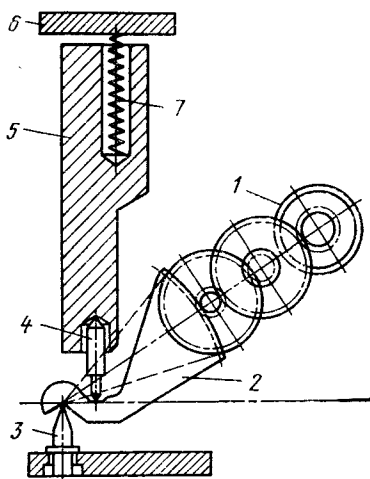
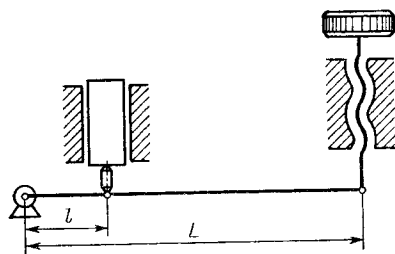


Рис. 1.22. Микромеханизм Мейера

Рис. 1.23. Винторычажный микромеханизм



В микромеханизме Мейера поворот сектора и смещение штифта связаны синусной зависимостью. Поэтому при измерениях по глубине возможна теоретическая ошибка, накопленная величина которой обычно составляет 50—90 мкм.

Винторычажный микромеханизм применяется в металлографическом микроскопе МИМ-7 и микроинтерферометрах типа МИИ (рис. 1.23). Перемещения h и H соответственно направляющей и винта связаны зависимостью

$$h = \frac{H}{L} l,$$

где l и L — длины малого и большого рычагов.

Этот наиболее перспективный микромеханизм не имеет теоретической ошибки, выдерживает большие нагрузки, стабилен в работе и длительное время не дает расфокусировки.

В последних моделях отечественных и зарубежных микроскопов рукоятки механизмов грубой и точной фокусировки выведены

на одну ось, причем они действуют независимо, для обоих механизмов применена одна высококачественная направляющая. Таким путем удалось упростить управление и значительно повысить жесткость микроскопа. В коаксиальном механизме с одной направляющей, разработанном Р. М. Рагузиным, механизм грубой фокусировки выполнен винтовым, а точной фокусировки — винто-рычажным.

Тубус микроскопа бывает прямым (часто выдвижным) или наклонным (см. рис. 1.21). Механическая длина тубуса равна 160 ± 1 мм. Верхняя часть тубуса имеет наружный диаметр $25 - 0,14$ мм, а внутренний $23,2 + 0,14$ мм. В нижней части укреплен револьвер с объективами. Резьба для крепления объективов дюймовая: угол профиля 55° , диаметр $4/5''$ (от 19,825 до 19,909 мм) и шаг $1/36''$.

Предметные столики микроскопов отличаются большим разнообразием: от простейшего прямоугольного плоского до сложнейшего столика Федорова, позволяющего поворачивать препарат вокруг нескольких осей.

Наиболее распространен круглый вращающийся столик (см. рис. 1.21) с верхней поворотной частью, которая может к тому же перемещаться двумя винтами, установленными в неподвижной части столика.

В новых исследовательских микроскопах успешно применяется большой крестообразный столик с коаксиальной подачей, расположенной под столиком перпендикулярно его поверхности. Такие столики имеют большую опорную площадь, удобный препаратоводитель, но в них не предусмотрена возможность поворота.

Разнообразные **принадлежности к микроскопам** предназначены либо для расширения возможностей исследования, либо для улучшения условий работы наблюдателя. Например, конденсоры темного поля и фазово-контрастные устройства повышают контраст изображения; объект-микрометры, окулярные микрометры и интеграторы позволяют проводить измерения; люминесцентные принадлежности помогают исследовать специальные препараты; спектральные и фотометрические насадки дают возможность выделить малые участки препарата и провести спектрофотометрический анализ; фотографические насадки, рисовальные аппараты и насадки сравнения служат целям документальных исследований; бинокулярные насадки и препаратоводители создают лучшие условия наблюдения и удобства в работе. Большинство принадлежностей, выпускаемых отдельно, входит в комплекты больших и универсальных моделей микроскопов.

§ 9. БИОЛОГИЧЕСКИЕ МИКРОСКОПЫ

Биологические микроскопы широко используют в самых различных областях науки и техники. Число их типов очень велико.

Принята классификация биологических микроскопов по сложности выполняемых ими задач. В соответствии с такой классификацией биологические микроскопы делятся на три группы:

микроскопы биологические упрощенные, служащие для простейших исследований и учебных целей в средних учебных заведениях;

микроскопы биологические рабочие, предназначенные для стандартных исследований;

микроскопы биологические исследовательские, применяемые для научных работ.

Рассмотрим две широко применяемые модели: микроскоп биологический рабочий БИОЛАМ-70-ДЗ и микроскоп биологический исследовательский МБИ-15.

Биологический рабочий дорожный микроскоп БИОЛАМ-70-ДЗ (рис. 1.24). Основными узлами прибора являются осветительное

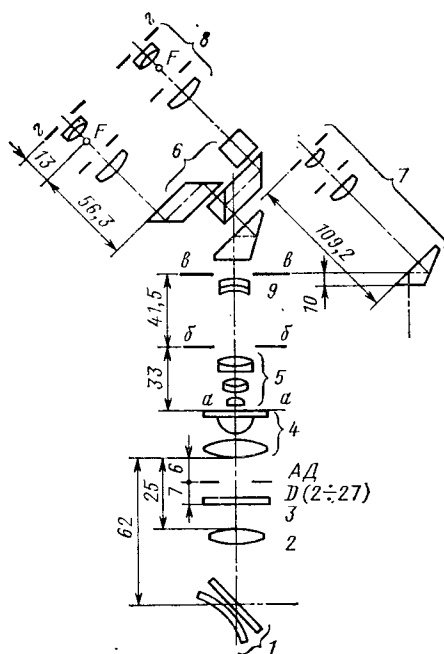


Рис. 1.24. Биологический рабочий дорожный микроскоп БИОЛАМ-70-ДЗ

зеркало 1 (одна сторона зеркала плоская, другая — вогнутая), откидная линза 2, вводная для освещения больших полей зрения, матовое стекло 3, конденсор 4, объектив 5, окулярные насадки 6 и 7 (со сменными окулярами 8), ахроматическая линза 9.

Конструкция микроскопа позволяет осуществлять замену различных узлов без нарушения юстировки прибора в целом: плоскость б—б является опорной плоскостью при смене объективов, в—в — при замене насадок, г—г — при перемене окуляров.

Изучаемый объект, размещаемый в плоскости а—а, может рассматриваться как монокулярно (с помощью монокулярной насадки МОН-1), так и через бинокулярную насадку АУ-12 при различном увеличении.

Дополнительная ахроматическая линза 9, установленная после объектива 5, переносит изображение предмета в фокальную плоскость окуляра насадок. Полупента отклоняет проходящие лучи света на 45° и направляет их непосредственно в окуляр (в монокулярной насадке) или на склеенную призму (в бинокулярной насадке). Склеенная призма, состоящая из ромбической и прямоугольной призмы со светоделительным слоем между ними, направ

ляет 50% света на вторую ромбическую призму и 50% — на компенсатор, откуда пучки лучей попадают в окуляры.

Для получения четкого изображения объекта при наличии у наблюдателя аметропии служит диоптрийный механизм, обеспечивающий осевое перемещение окуляра в пределах ± 5 диоптрий.

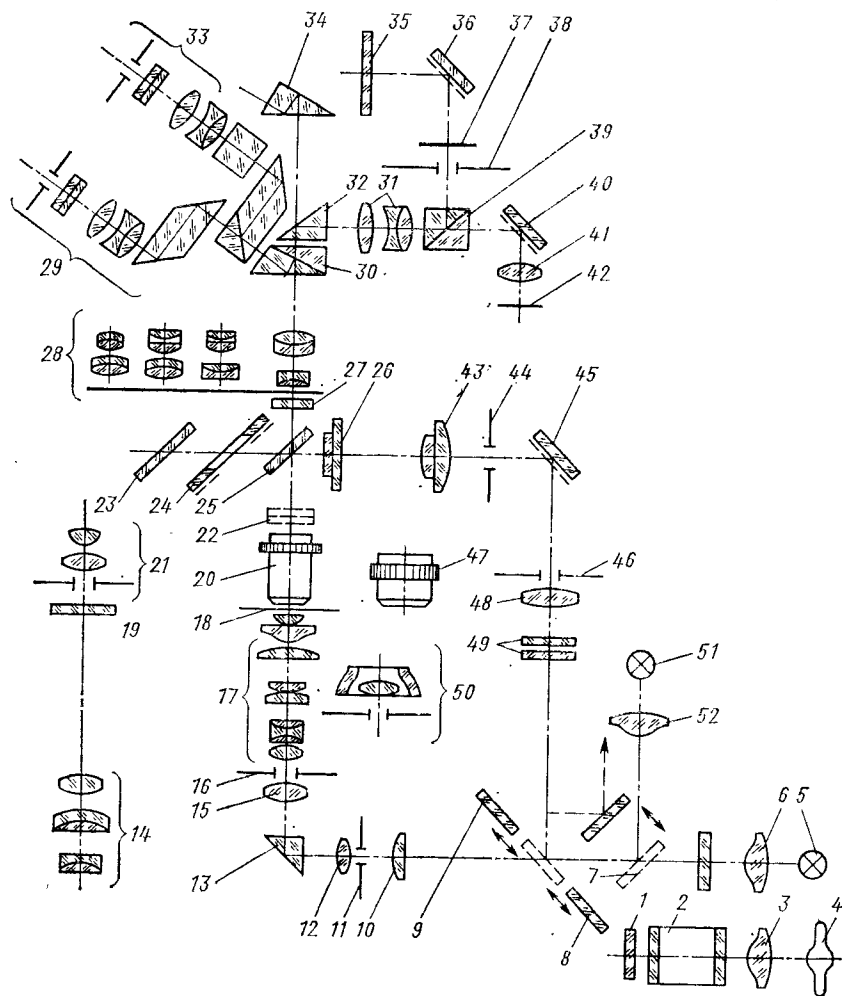


Рис. 1.25. Биологический исследовательский микроскоп МБИ-15

печивающий осевое перемещение окуляра в пределах ± 5 диоптрий. Предусмотрена возможность изменения расстояния между окулярами насадки.

Биологический исследовательский микроскоп МБИ-15 (рис. 1.25). Прибор представляет собой универсальную исследовательскую модель, позволяющую проводить визуальное наблюдение объектов и их фотографирование.

Набор объективов и окуляров позволяет менять увеличение от 28 до 1900 $\times$ при визуальном наблюдении, от 23 до 2600 $\times$ при фотографировании пленочной камерой (размер кадра 24 $\times$ 36 мм) и от 42 до 4800 $\times$ при фотографировании пластинчатой камерой 9 $\times$ 12 см.

Осветитель, выполненный по принципу Келера, работает в проходящем и отраженном свете.

При работе в проходящем свете коллектор 6 и линзы 10, 12 и 15 проецируют источник света 5 в плоскость апертурной ирисовой диафрагмы 16. Полевая ирисовая диафрагма 11 линзами 12, 15 и панкратическим конденсором 17 проецируется в плоскость объекта 18.

Вместо панкратического конденсора 17 применяются также конденсор темного поля 50 и конденсор 21 (с апертурой 0,3 и 1,2). При замене панкратического конденсора вместо апертурной диафрагмы 16 и линзы 15 устанавливается телесистема 14.

При работе в отраженном свете следует рассмотреть отдельно схему метода светлого и темного полей.

В методе светлого поля в ход лучей включается зеркало 8 и светоделительная пластинка 25. Источник света 5 проецируется коллектором 6 и линзой 48 в плоскость ирисовой апертурной диафрагмы 46, а затем бифокальной линзой 43 (склейка из двух простых плоско-выпуклых линз) в выходной зрачок эпиобъектива 47. Одновременно линза 43 и эпиобъектив 47 изображают полевую диафрагму 44 в плоскости объекта 18.

В методе темного поля вводится кольцевая диафрагма 26 и кольцевое зеркало 24 (при этом пластинка 25 выводится из хода лучей).

Пучок лучей, прошедший малую и большую линзы склейки 43, используется для создания светлого поля; пучок лучей, прошедший кольцевую зону большой линзы, вместе с апертурной диафрагмой 46 создает темное поле.

Для смешанного освещения препаратов применяется светоделительная пластина 9 с интерференционным покрытием.

Основным источником света является лампа накаливания ОП12-100.

При исследовании объектов в свете их люминесценции применяются ртутную лампу 4 (ДРШ-250). В этом случае включается коллектор 3, теплопоглощительная кювета 2 (с дистиллированной водой или 4%-ным раствором медного купороса) и светофильтр 1, выделяющий необходимые участки из спектра излучения лампы 4. При работе в проходящем свете используются светофильтры 49 для возбуждения люминесценции и светофильтр 27. При работе в отраженном свете светофильтры 19 размещаются перед линзой 48 и включается полупрозрачная пластинка 23 (для избирательного пропускания света люминесценции из объектива 47 в визуальный тубус).

Отметим, что микрообъектив 20 рассчитан на длину тубуса 160 мм. В данной модели микроскопа оптическая длина тубуса

190 мм, поэтому совместно с объективом 20 используется ахроматическая линза 22, увеличивающая общий масштаб изображения в 1,2 раза.

В визуальной части размещены переключающиеся призмы. Призма 34 направляет весь свет в бинокулярную насадку 29 с окулярами 33. Призма 30 разделяет пучок на две части — одна направляется в бинокулярную насадку, другая — к призме 32. После призмы 32 свет попадает в фотоокуляр 31, который проецирует изображение объекта на фотопленку 37 или на фотопластинку 35. Введенная в ход лучей призма — куб 39 со светоделительным слоем пропускает 15% света к зеркалу 40 и линзе 41, дающей изображение на катоде фотоэлектронного умножителя 42. Время экспозиции определяется освещенностью фотокатода; ФЭУ совместно с электронным блоком автоматически открывает затвор 38 на необходимый интервал времени.

При фотографировании с импульсным источником света 51 (лампа ИФТ-200) в ход лучей дополнительно включается светоделительная пластинка 7 и коллектор 52. В этом случае часть лучей от источников 5 или 4 попадает в систему и освещает объект в интервалах между вспышками импульсной лампы.

Перед призмённым блоком установлена система 28, изменяющая увеличение микроскопа без смены объектива и окуляра.

Для поворота лучей на 90° в схему введены призма 13 и зеркала 36 и 45.

§ 10. УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ МИКРОСКОПЫ

За последнее время ультрафиолетовая микроскопия получает все более и более широкое распространение, особенно в биологии и медицине. Это обусловлено тем, что основные процессы, происходящие в живой клетке, сопровождаются интенсивным поглощением в ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Поэтому исследования в ультрафиолете позволяют получить большую количественную информацию о явлениях, сопровождающих биоэнергетические процессы.

Успешному развитию ультрафиолетовой микроскопии способствовали большие научные достижения, связанные с созданием новых эффективных источников и приемников излучения в УФ области и специальной оптики для этой области спектра, новых средств электроники и автоматики.

Ультрафиолетовые микроскопы в зависимости от метода, положенного в основу их работы, разделяются на фотографические и фотоэлектрические. Из числа отечественных микроскопов для микроспектрофотометрических работ в ультрафиолетовой области распространены две модели: микроскоп исследовательский ультрафиолетовый МУФ-6, основанный на фотографическом методе, и микрофотометрическая ультрафиолетовая установка МУФ-5, основанная на фотоэлектрическом методе.

Рассмотрим прибор МУФ-5 (рис. 1.26). Он предназначен для исследования биологических препаратов в проходящих ультрафиолетовых и видимых лучах в диапазоне 0,25—0,65 мкм.

С помощью МУФ-5 на ленте электронного самопишущего потенциометра записываются спектры поглощения препарата и изменение его оптической плотности.

Повышенная точность измерений обеспечивается применением двухлучевой схемы с фотометрическим клином в качестве оптического компенсатора.

Оптическая схема МУФ-5 несколько модифицируется в зависимости от выполняемых работ: для визуального наблюдения в проходящих ультрафиолетовых лучах, для визуального наблюдения с фазово-контрастным устройством и для микроспектрофотометрических измерений. Последний вид работы обеспечивает наибольшую количественную информацию об исследуемом препарате. В этом случае препарат освещается сверху через объектив микроскопа.

Зеркала 6 и 4 изображают источник света 2 (лампу накаливания СИ8-2000 или дейтериевую лампу ДУ-1) во входную щель 5 монохроматора. При работе с лампой СВД-120А источник света 1 проецируется во входную щель 5 зеркалами 7 и 3. Рабочие области излучения этих ламп составляют соответственно 0,25—0,70; 0,38—0,70 и 0,25—0,40 мкм. Примененный в приборе монохроматор — дифракционный с репликой плоской дифракционной решетки 1200 штрихов на миллиметр с концентрацией энергии в ультрафиолетовой части спектра. Плоское зеркало 9, внеосевое параболическое зеркало 8 и реплика 11 проецируют выходную щель 10 монохроматора. Изображенные щели 10 раздваиваются

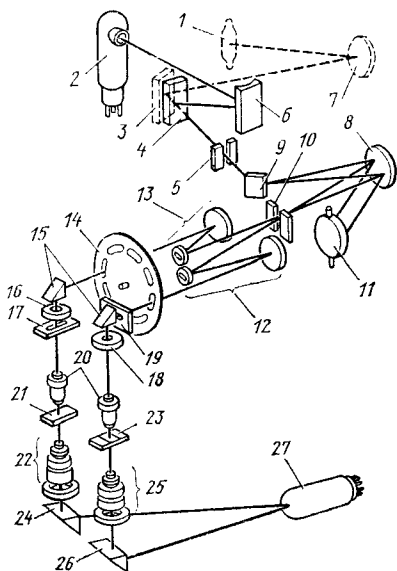


Рис. 1.26. Микрофотометрическая ультрафиолетовая установка МУФ-5

парными зеркалами 13 и 12 и направляется призмами 15 на отверстия в слое алюминированных вогнутых зеркал 16 (ветвь сравнения) и 18 (рабочая ветвь). Уменьшенные изображения прозрачных освещенных отверстий зеркал 16 и 18 проецируются объективами 20 на препарате 23 (рабочая ветвь) и предметном стекле 21 (ветвь сравнения). Между зеркалами 12, 13 и призмами 15 установлен модуляционный диск 14, за которым раз-

мещены фотометрические клинья 17 (в ветви сравнения) и 19 (в рабочей ветви).

Конденсор 25 и призма 26 направляют свет от препарата в рабочей ветви на определенный участок фотокатода фотоэлектронного умножителя 27. На этот же участок фотокатода из ветви сравнения свет направляется конденсором 22 и призмой 24 через предметное стекло 21. При вращении модулятора 14 световой поток попадает на фотокатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) попеременно из рабочей ветви и ветви сравнения.

Фотометрический клин 19 уравнивает световые потоки в обеих ветвях до начала измерения. Рабочий клин 17 служит для автоматического уравнивания световых потоков в процессе измерения.

В схеме используются фотоэлектронные умножители ФЭУ-15А и ФЭУ-39А. Частота модуляции световых потоков 400 Гц.

В качестве объективов 20 для исследований в ультрафиолетовой области спектра используют линзовые кварц-флюоритовые объективы $10 \times 0,20$; $50 \times 0,65$ и $50 \times 0,80$.

§ 11. ИНФРАКРАСНЫЕ МИКРОСКОПЫ

Применение инфракрасных (ИК) лучей в микроскопии существенно расширяет возможности исследований органических и неорганических микрообъектов.

Рассмотрим устройство распространенного инфракрасного микроскопа МИК-4 (рис. 1.27), предназначенного для исследования полупроводников, минералов, ИК стекол и палеонтологических объектов в инфракрасных лучах в диапазоне длин волн от 0,75 до 1,2 мкм. Основным преимуществом этого микроскопа перед более ранними моделями является возможность измерения в инфракрасном поляризованном свете.

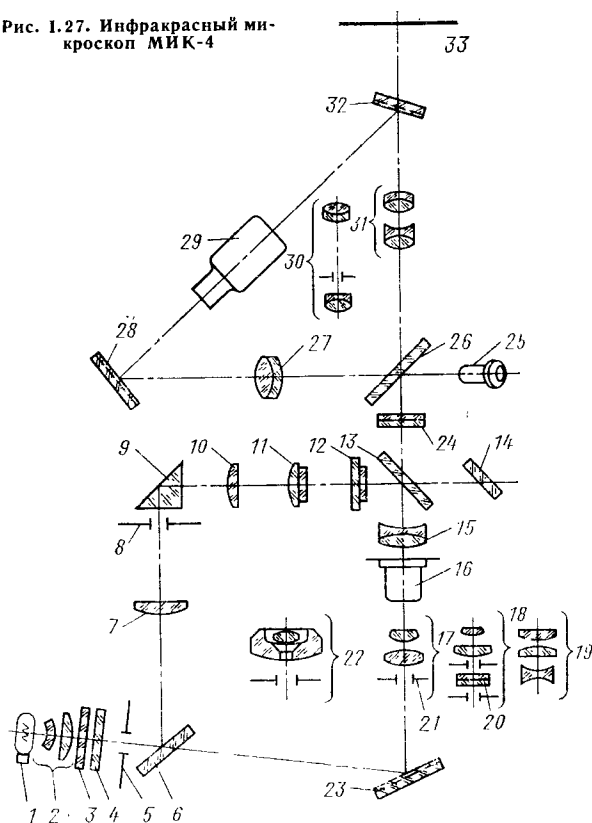
С помощью МИК-4 можно производить визуальное наблюдение и фотографирование в видимых и инфракрасных проходящих и отраженных неполяризованных лучах в светлом и темном поле, в проходящих поляризованных видимых и инфракрасных лучах при ортоскопическом ходе, в проходящих поляризованных инфракрасных лучах при коноскопическом ходе.

Для освещения препарата в проходящих лучах включается зеркало 6, и источник света 1 (йодная лампа КИМ-10×90) изображается с помощью коллектора 2 и зеркала 23 в плоскости ирисовой диафрагмы 21 сменного конденсора 17, 18, 19 или 22. Конденсор изображает полевую диафрагму 5 на исследуемом объекте, а диафрагму 21 — во входном зрачке объектива 16.

При наблюдении в отраженном свете (объект освещается сверху) включается зеркало 6, направляющее лучи на линзу 7. Последняя проецирует полученное с помощью коллектора 2 изображение источника 1 в плоскость ирисовой диафрагмы 8, а диафрагму 5 с помощью призмы 9 — на оправу линзы 10. В случае светлого поля бифокальная линза 11 совместно с эпиобъективом 16 прое-

цирует оправу линзы 10 на объект (при этом пластинка 12 выводится из оптической системы, а светоделительная пластинка 14 вводится). Линза 10 совместно с обеими линзами бифокальной компоненты 11 и пластинкой 14 проецируют апертурную диафрагму 21 и изображение в ней источника света в плоскость выходного зрочка объектива 16.

Рис. 1.27. Инфракрасный микроскоп МИК-4



Линза 10 рассчитана так, что при работе по методу темного поля при падающем свете она дает мнимое изображение диафрагмы 8 в фокальной плоскости большой линзы бифокальной компоненты 11. Вышедший из кольцевой части большой линзы пучок параллельных лучей проходит кольцевую часть прозрачной пластинки 12, отражается от кольцевого зеркала 13, параболического зеркала эпиобъектива 16 и концентрируется на предмете (диафрагма 8 при этом полностью открыта).

При работе в видимой области спектра в проходящем свете объектив 16 и зеркало 26 проецируют изображение объекта в фокальную плоскость окуляра 25 монокулярного тубуса микроскопа.

При работе в инфракрасной области спектра в проходящем свете зеркало 26 выключается; изображение объекта с помощью проекционного окуляра 31 и зеркала 32 передается на фотокатод электронно-оптического преобразователя 29. Получаемое на экране преобразователя видимое изображение проецируется зеркалом 28 и объективом 27 (при увеличении $1,2\times$) в фокальную плоскость окуляра 25.

Для наблюдения в поляризованном свете в ход лучей вводятся конденсор 18 и поляризационные узлы — поляризатор 20 и анализатор 24 (их действие подробно рассматривается в гл. IV).

При ортоскопическом наблюдении (рассмотрение объекта в поляризованном свете) используется окуляр 31. При коноскопическом наблюдении (рассмотрение интерференционной картины, возникающей при интерференции поляризованных лучей при прохождении через анализатор) вместо окуляра 31 вводится оптическая система 30, передающая изображение выходного зрачка объектива на фотокатод электронно-оптического преобразователя (при увеличении $3\times$).

Ахроматическая линза 15 вводится при использовании микрообъективов, рассчитанных на длину тубуса 160 мм (длина тубуса микроскопа МИК-4 равна 190 мм).

При фотографировании зеркала 32 и 13 выводятся из оптической системы, и изображение объекта окуляром 31 или оптической системой 30 проецируется в плоскость пленки или пластинки 33.

При фотографировании с экрана электронно-оптического преобразователя используется специальная микрофотонасадка (МНФ-12) с камерой «Зоркий-4».

Для повышения контрастности изображения применяют съемные светофильтры 4. Для предохранения микроскопа от теплового воздействия излучателя вводится теплофильтр 3.

Увеличение микроскопа МИК-4 при визуальном наблюдении может меняться от $44\times$ до $5520\times$ в ИК области и от $20\times$ до $1080\times$ в видимой области. При фотографировании с насадкой МФН-12 эти величины меняются соответственно в пределах $12—657\times$; при фотографировании без насадки изменение увеличения составляет $12—275\times$ и $16—712\times$.

Развитию инфракрасной микроскопии способствовало создание отечественных электронно-оптических преобразователей с широкими пределами спектрального диапазона, охватывающими ультрафиолетовую, видимую и ближнюю инфракрасную области спектра, с высоким коэффициентом преобразования и хорошей разрешающей силой.

Характеристики некоторых типов электронно-оптических преобразователей, разработанных во Всесоюзном научно-исследовательском институте оптико-физических измерений приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Характеристики некоторых типов отечественных электронно-оптических преобразователей [52]

Тип прибора	Основное назначение прибора	Тип фотокатода	Область спектральной чувствительности фотокатода, мкм	Максимальная спектральная чувствительность входного фотокатода, А·Вт ⁻¹	Диаметр рабочего участка, мм		Спектральный коэффициент преобразования в максимум спектра, вольтовой чувствительности входного фотокатода, Вт·Вт ⁻¹	Предел разрешения в центре экрана, мм ⁻¹	Временное разрешение, с, при	
					Фотокатода	экрана			покадровая развертка	фотоинтеграция
ПИМ-3Ш	Время ана- лизирую- щие электронно- оптические преобразо- ватели	Кислородно- цеозевый (I) Сурьмяно-це- зевый (II) Многощелоч- ной (III)	0,38—1,3	2,5·10 ⁻³ 7·10 ⁻² 1·10 ⁻¹	12	40	1,38 3,95·10 ¹ 5,62·10 ¹	35—50	10 ⁻⁹	5·10 ⁻¹²
УМИ-93Ш		I II III	0,25—1,3	2,5·10 ⁻³ 7·10 ⁻² 1·10 ⁻¹	12	40	2,35·10 ⁵ 6,58·10 ⁶ 9,38·10 ⁶	15—20	—	5·10 ⁻¹²
УМИ-95Ш		I II III	0,25—1,3	2,5·10 ⁻³ 7·10 ⁻² 1·10 ⁻¹	12	40	9,30·10 ⁸ 2,61·10 ¹⁰ 3,72·10 ¹⁰	8—10	—	5·10 ⁻¹²
УМИ-92ШВ (с волоконной оптикой на выходе)		I II III	0,38—1,3	2,5·10 ⁻³ 7·10 ⁻⁵ 1·10 ⁻¹	12	40	2,23·10 ³ 0,62·10 ⁶ 0,89·10 ⁵	20	—	5·10 ⁻¹²
Пакохрон-1		I	0,38—1,1	2,5·10 ⁻³	2	50	9,30·10 ⁸	40	—	5·10 ⁻¹³

М-9Ш	Усилитель яркости	I II III	0,38—1,3	$2,5 \cdot 10^{-3}$ $7 \cdot 10^{-2}$ $1 \cdot 10^{-1}$	40	40	5,63 $1,38 \cdot 10^2$ $2,23 \cdot 10^2$	50	—
М-9В (с волоконной оптикой на выходе)		I II III	0,38—1,3	$2,5 \cdot 10^{-3}$ $7 \cdot 10^{-2}$ $1 \cdot 10^{-1}$	40	40	3,38 $0,95 \cdot 10^2$ $1,35 \cdot 10^2$	30	—
УМ-92ШВ (с волоконной оптикой на выходе)		I II III	0,38—1,3	$2,5 \cdot 10^{-3}$ $7 \cdot 10^{-2}$ $1 \cdot 10^{-1}$	40	40	$0,89 \cdot 10^4$ $2,5 \cdot 10^5$ $3,58 \cdot 10^5$	25	—
М-9Щ		I II III	0,38—1,3	$2,5 \cdot 10^{-3}$ $7 \cdot 10^{-2}$ $1 \cdot 10^{-1}$	40×5	40×5	5,63 $1,58 \cdot 10^2$ $2,25 \cdot 10^2$	50	—
ЭПИ-1	Электронно-оптические преобразователи для астрофизических исследований	I II III	0,25—1,1	$2,5 \cdot 10^{-3}$ $7 \cdot 10^{-2}$ $1 \cdot 10^{-1}$	30×3	—	—	65	—
МФ-1		III	0,38—0,85	$1 \cdot 10^{-1}$	40	40	$2,25 \cdot 10^2$	50	—

§ 12. ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ МИКРОСКОПЫ

Действие люминесцентных микроскопов основано на использовании люминесценции биологических объектов, возникающей при их облучении светом определенной длины волны.

Среди последних типов люминесцентных микроскопов следует назвать микроскопы люминесцентные агрегатные ЛЮАМ, состоящие из унифицированных агрегатных узлов, комбинируя

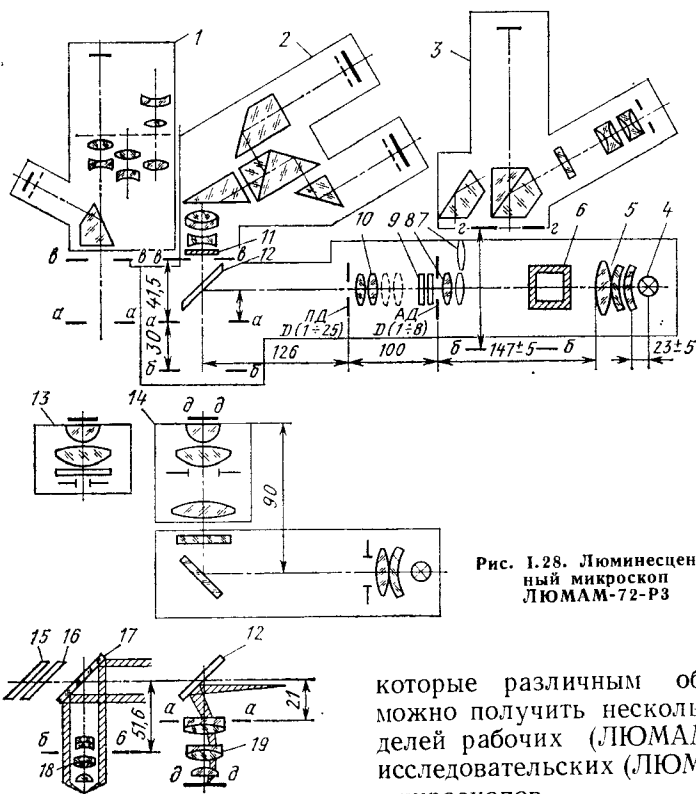


Рис. 1.28. Люминесцентный микроскоп ЛЮАМ-72-РЗ

которые различным образом, можно получить несколько моделей рабочих (ЛЮАМ-Р) и исследовательских (ЛЮАМ-И) микроскопов.

Рассмотрим устройство ЛЮАМ-72-РЗ (рис. 1.28). Этот микроскоп позволяет наблюдать и фотографировать изображения изучаемых объектов в свете люминесценции по методу светлого и темного поля.

При освещении сверху через опак-иллюминатор и объектив источник света 4 (ртутная лампа) проецируется коллектором 5 и линзой 8 в плоскость апертурной диафрагмы АД. Далее диафрагма АД и изображенный в ее плоскости источник 4 проецируются в выходной зрачок объектива 18 линзами 10 и светоделительной пластинкой 12. Объектив 19 проецирует полевую диафрагму ПД в плоскость объекта $\delta-\delta$. Для выделения света, вызы-

вающего люминесценцию, применяют различные светофильтры 9, предохраняемые от нагревания с помощью теплопоглотительной кюветы 6.

Предусмотрены соответственные сменные светоделительные пластинки 12, 15 и 16 с различными коэффициентами отражения и пропускания в разных областях спектра.

При работе по методу темного поля включается линза 7, перемещаются линзы 10 (в положение, показанное пунктиром), светоделительная пластинка 12 и объектив 19 заменяются соответственно кольцевым зеркалом 17 и эпиобъективом 18.

В свете люминесценции объективы 18 или 19 проецируют изображение объекта в фокальную плоскость монокулярной насадки 1 или бинокулярной насадки 2. Действие последней разобрано выше. Светофильтры 11 служат для устранения рассеянного света возбуждения.

При освещении объекта снизу используется осветитель с лампой КИМ-9-75-2 совместно с конденсорами 13 или 14.

При работе методом контактной микроскопии используется насадка 3.

Как и в микроскопе БИОЛАМ-70-ДЗ, здесь предусмотрена взаимозаменяемость не только оптических, но и механических узлов и деталей микроскопов. Показанные опорные плоскости сменных узлов соответствуют объективам с тубусом 160 мм ($a-a$), с тубусом 190 мм ($b-b$), насадкам монокулярной и бинокулярной ($c-c$), насадке для контактной микроскопии ($g-g$), а также разьему в предметной плоскости ($d-d$).

§ 13. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ МИКРОСКОПЫ

Поляризационные микроскопы предназначены для изучения так называемых анизотропных материалов, прозрачных и непрозрачных (сведения об анизотропии приведены в гл. IV), и широко используются в геологии, минералогии, петрографии, стекольной промышленности, биологии.

Классификация поляризационных микроскопов по их назначению и сложности устройства предусматривает деление на следующие группы: рабочие, лабораторные, исследовательские, рудные и универсальные.

Основное отличие поляризационных микроскопов от биологических заключается в наличии поляризационных приспособлений (поляризатора, анализатора, компенсатора или фазовых пластинок).

В поляризационных микроскопах возможны две схемы исследования: ортоскопическая (исследуемый объект рассматривается непосредственно в поляризованном свете) и коноскопическая (рассматривается интерференционная картина, возникающая вследствие интерференции поляризованных лучей). В схеме первого типа объект освещается параллельным пучком поляризо-

панкратики осуществляется двухлинзовым склеенным компонентом, установленным перед апертурной диафрагмой); узел 3 объективов (используются планахроматические объективы); тубус 4 с двумя ахроматическими линзами, создающими параллельный пучок лучей, линзой Бертрана и поляризационными приспособлениями; бинокулярная насадка 5 типа ТРН-1.

Дополнительными узлами микроскопа являются осветитель 6 для исследования объектов в отраженном свете, конденсоры 7 для проходящего света, монокулярная насадка 8. На микроскопе может быть установлен универсальный вращающийся столик 9 (столик Федорова), позволяющий определить ориентировку индикатрисы кристалла относительно его граней, углы оптических осей и осность кристаллов, а также обеспечивающий вращение исследуемого объекта в пространстве вокруг различных направлений.

Опорными в микроскопе ПОЛАМ-Л являются плоскости объективов б—б и насадки в—в.

§ 14. ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ МИКРОСКОПЫ¹

В зависимости от способа освещения изучаемого объекта различают два вида телевизионных микроскопов:

микроскопы с передающей трубкой (изображение объекта проецируется на фотокатод передающей телевизионной трубки);

микроскопы с бегущим пятном.

Микроскоп с передающей трубкой (рис. 1.30, а) является комбинацией оптического микроскопа и телевизионного канала. Источник света 1 через конденсор 2 освещает препарат 3. Его изображение проецируется микрообъективом 4 и окуляром 5 на светочувствительный слой телевизионной трубки 6 и далее с помощью электронной системы 7 на экран кинескопа 8.

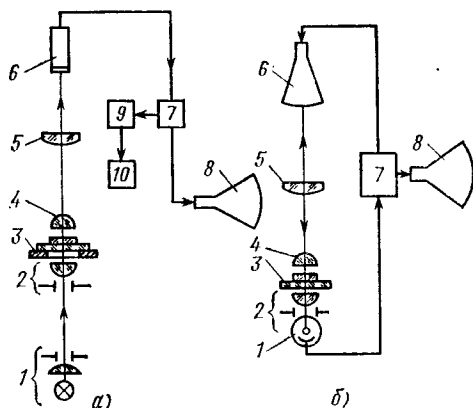


Рис. 1.30. Принципиальные схемы телевизионных микроскопов

Микроскоп с передающей трубкой можно применять для передачи изображения в естественных цветах при помощи любой системы цветного телевидения.

¹ Параграф «Телевизионные микроскопы» написан Л. А. Фединым для 1-го издания данной книги (Ильин Р. С., Федотов Г. И., Федин Л. А. Лабораторные оптические приборы, М., «Машиностроение», 1966), откуда и заимствован с незначительными сокращениями.

К передающей трубке, превращающей световую энергию в электрические сигналы, предъявляются весьма жесткие требования в части высокой чувствительности, малой инерционности, низкого уровня шумов, малых габаритных размеров и простоты управления. Применяют трубки как с фотоэмиссией (например, суперортикон), так и с проводящей мишенью (например, видикон).

Иногда телевизионный микроскоп этого типа снабжается счетным приспособлением. Это бывает необходимо при определении запыленности помещений, подсчете числа аэрозолей, эритроцитов и лейкоцитов в крови и т. д. Счет частиц заменяется счетом электрических импульсов, произведенных частицами. Импульсы для счета частиц подаются из телевизионного канала 7 через электронную систему 9 к счетчику 10.

Микроскоп с бегущим пятном (рис. 1.30, б) основан на оптическом сканировании препарата движущимся световым лучом. Окуляр 5 и объектив 4 микроскопа работают в обратном ходе лучей и проецируют на препарат уменьшенное изображение раstra с экрана катодно-лучевой трубки 6, служащей источником света. Свет, прошедший через препарат 3, собирается конденсором 2 на фотоумножителе 1. При этом отдельные точки препарата освещаются последовательно по мере движения луча, образующего растр. Выходной сигнал с фотоумножителя, пропорциональный количеству прошедшего света, через электронную систему 7 поступает на кинескоп 8, развертка которого синхронизирована с разверткой трубки 6. На экране кинескопа воспроизводится изображение объекта.

§ 15. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МИКРОСКОПЫ

Голографические микроскопы являются самой новой разновидностью микроскопов, появившихся в 70-х годах. В качестве примера рассмотрим разработанный во Всесоюзном научно-исследовательском институте оптико-физических измерений голографический интерференционный микроскоп МГИ-1.

Микроскоп предназначен для измерения оптической разности хода интерференционным голографическим методом в проходящем излучении, а также для регистрации голограмм микрообъектов и наблюдения их восстановленного изображения. Он может работать как с собственным лазером, так и с внешним лазером импульсного или непрерывного действия.

Схематический рисунок внешнего вида микроскопа МГИ-1 приведен на рис. 1.31. Микроскоп содержит antivибрационный стол и собственно микроскоп. Antivибрационный стол состоит из неподвижной и подвижной частей. Неподвижная часть представляет собой раму 2, выполненную из труб прямоугольного профиля и установленную на четырех опорах 1. В верхней части рамы расположена плита 12 с размещенной на ней пневматической подушкой 10, которая наполняется воздухом через шту-

цер 13. В нижней части рамы выполнена полка для установки блока 19 питания оптического квантового генератора (ОКГ). Боковые стенки неподвижной части состоят из шести съемных щитов 5. К раме неподвижной части прикреплен электромеханический затвор 15, дистанционное управление которым осуществляется с помощью выносной кнопки 18.

Подвижная часть представляет собой несущую раму 3. В верхней части рамы размещена плита 9, на которой устанавливается микроскоп 6. В нижней части рамы находится швеллер 17, на котором расположен ОКГ. Луч ОКГ направляется зеркалами, закрепленными в поворотных головках 16, 14, 4, в микроскоп. Головки 14 и 4 установлены на общем швеллере. При наполнении пневматической подушки воздухом подвижная часть поднимается с конических выступов 11 и может совершать свободные колебания, что защищает микроскоп от внешних вибраций при регистрации голограмм и наблюдении интерферограмм в реальном времени.

В микроскопе МГИ-1 система объективов — голограмма жестко закреплена, и фокусировка осуществляется передвижением предметного столика 7, имеющего грубое и плавное вертикальное перемещение с помощью механизма 8 для наводки на резкость. Препаратоводитель столика позволяет перемещать объект в двух взаимно перпендикулярных направлениях, а также обеспечивает его разворот вокруг вертикальной оси.

Для наблюдения интерферограмм микрообъектов в реальном времени обязательно осуществлять фотохимическую обработку записанной голограммы на месте экспонирования, а достаточно снабдить ее рамкой с системой тонкой юстировки по трем координатам. Поэтому для каждого объектива, входящего в комплект микроскопа МГИ-1, может быть изготовлена «своя» голограмма, установка которой после фотохимической обработки в рамку с системой тонкой юстировки 8 позволяет отказаться от обработки фотопластинки на месте экспонирования. Это дает возможность менять как окуляры, так и попарно объективы с соответствующи-

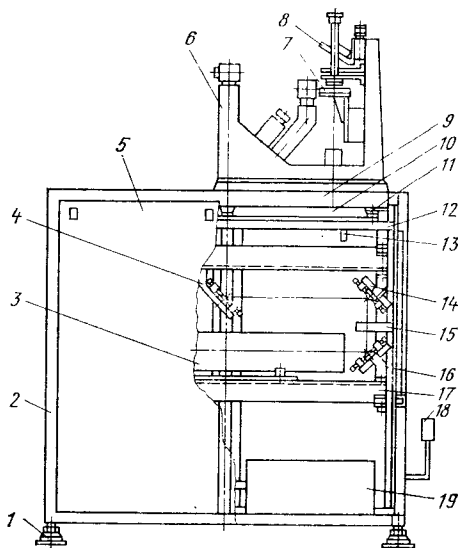


Рис. 1.31. Общий вид голографического интерференционного микроскопа МГИ-1

щими им голограммами, подбирая нужное увеличение для каждого микрообъекта непосредственно при наблюдении его интерферограмм в реальном времени.

Оптическая схема микроскопа приведена на рис. 1.32. Луч ОКГ 18 направляется зеркалами 1, 3, 17 и призмой 16 (при использовании внешнего ОКГ его излучение отражается призмой 15 и также направляется на призму 16, которая разворачивается в этом случае в положение, обозначенное штриховой линией) на светоделитель 19, делящий его на два луча — сигнальный и опорный. Сигнальный луч трансформируется линзой 22 и диафрагмой 23 в расходящийся пучок, который направляется призмой 4 на объект. Плоскопараллельная пластина 5 осуществляет при повороте параллельный сдвиг луча. Объектив 6 установлен за объектом; световой пучок после объектива попадает на фотопластинку 7. Наблюдение объекта проводится через окуляр 8. Часть сигнального луча, отраженная светоделителем 20, направляется зеркалом 13 и призмой 11 на объект для его боковой подсветки.

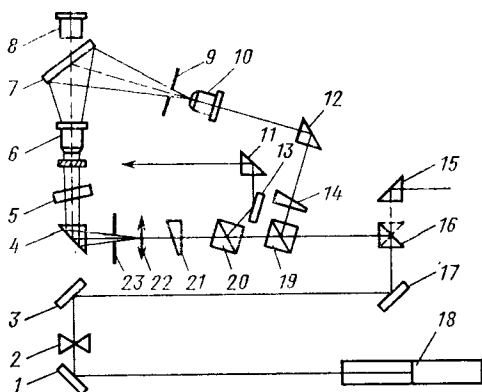


Рис. 1.32. Оптическая схема голографического интерференционного микроскопа МГИ-1

Опорный луч направляется призмой 12 через короткофокусный объектив 10 и точечную диафрагму 9 также на фотопластинку 7.

Интенсивность сигнального и опорного пучков может регулироваться нейтральными клиньями 14 и 21. Время экспонирования голограммы ограничивается электромеханическим затвором 2.

Технические данные МГИ-1

Увеличение микроскопа, крат	40—1800
Диапазон измерения оптической разности хода, мкм	1—10
Предельная суммарная погрешность микроскопа при измерении оптической разности хода, мкм (не более)	$\pm 0,06$
Предельная суммарная погрешность микроскопа при определении размеров и распределения частиц в пределах голографируемой области, мкм (не более)	3
Собственная частота свободных колебаний подвижной системы, Гц (не более)	3
Размер голограммы, мм	45×60
Тип комплектующего ОКГ	ЛГ-52-1
Длина волны излучения, мкм	0,6328
Мощность в одномодовом режиме, мВт (не менее)	8
Габаритные размеры микроскопа, м	1,044×0,676×1,300
Масса микроскопа, кг	90
Потребляемая мощность от сети переменного тока (220 В, 50 Гц), Вт	200

Измерительные оптические приборы

§ 1. ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Группа оптических измерительных приборов очень обширна. Большинство оптико-механических приборов используется для тех или иных измерений. Так, например, всемирно известная фирма Карл Цейсс в г. Иене в своих проспектах в группу измерительных оптических приборов включает рефрактометры, интерферометры, фотометры, поляриметры, приборы для производства спектрального анализа и ряд других приборов.

В данной главе рассматриваются лишь некоторые измерительные оптические приборы, предназначенные для измерения длин и углов в машиностроении и приборостроении.

Измерительным прибором называют средство измерений, предназначенное для выработки сигнала измерительной информации в форме, доступной для непосредственного восприятия наблюдателем.

Измерения могут быть прямыми, когда результат выражается непосредственно в тех же единицах, что и измеряемая величина, и косвенным, когда искомая величина определяется по результатам измерений других величин, связанных с измеряемой определенными зависимостями.

Прямые измерения, в свою очередь, делятся на абсолютные и относительные. Абсолютные измерения дают непосредственно измеряемую величину, а относительные — только отклонение измеряемой величины от размера образца. При определении полного размера в последнем случае учитывается размер образца. В ряде случаев относительный метод обеспечивает большую точность измерения по сравнению с абсолютным методом, так как этот метод позволяет применять высокоточные приборы с небольшим пределом измерений.

Измерительные приборы характеризуются определенными параметрами. Установлены определения основных параметров.

Пределами измерения прибора называют наибольшее и наименьшее значения, которые могут быть измерены на данном приборе.

Диапазон измерения — разность между пределами.

Измерительным усилием называют силу, создаваемую прибором и действующую на измеряемый объект в направлении линии измерения.

Цена деления шкалы прибора — значение измеряемой величины, соответствующее одному делению шкалы.

Интервал деления шкалы — расстояние между осями двух соседних штрихов шкалы.

Чувствительность прибора есть свойство прибора реагировать на изменения измеряемой величины. Чувствительность прибора оценивается передаточным отношением.

Передаточное отношение прибора M есть отношение линейного или углового перемещения указателя к изменению измеряемой величины. Оно численно равно отношению интервала деления a к цене деления c :

$$M = \frac{a}{c}. \quad (II.1)$$

Порог чувствительности — изменение измеряемой величины, способное вызывать наименьшее заметное изменение показания прибора.

Никакое измерение не может быть выполнено абсолютно точно. Присутствие различных погрешностей приводит к отклонению результата от истинного значения измеряемой величины. Погрешность измерения характеризует главное качество измерения, а именно — его точность. Погрешности по характеру возникновения разделяют на три вида: систематические, случайные и грубые.

Систематическими называют погрешности измерений, происходящие от постоянных источников и имеющие закономерный характер. Систематические погрешности чаще всего связаны с недостатками схемы и конструкции приборов, их неправильной установкой, неточной градуировкой шкал и т. п.

К систематическим относятся погрешности, связанные с изменением внешней среды. Сюда же можно отнести некоторые субъективные ошибки наблюдателя. Систематические погрешности можно исключить введением поправок или устранить заранее с помощью юстировочных устройств.

Случайные погрешности не носят закономерного характера появления, они имеют переменные значения и неизбежны при всяком измерении. Под случайной погрешностью понимают разность между наблюдаемым и истинным значением величины при исключении систематических погрешностей из результатов измерений.

Причинами случайных погрешностей могут быть как несовершенство метода, измерительного прибора и формы объекта, так и изменение внешних условий наблюдения и квалификации наблюдателя.

Случайные погрешности можно учесть и уменьшить их влияние при помощи многократных измерений и соответствующей многократной обработки, основанной на законах теории вероятности. На практике случайные погрешности обычно подчиняются закону нормального распределения.

За истинную величину принимают среднее арифметическое значение, полученное из нескольких повторных измерений:

$$X = \frac{\sum x_i}{n} \quad \text{и} \quad \Delta x_i = x_i - X, \quad (\text{II.2})$$

где X — среднее арифметическое значение ряда измерений; x_i — значение отдельного измерения; n — число измерений; Δx_i — случайная ошибка.

Среднюю квадратическую ошибку σ ряда измерений можно определить по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (\Delta x_i)^2}{n-1}}. \quad (\text{II.3})$$

Вероятную погрешность ρ находят из выражения

$$\rho = \frac{2}{3} \sigma. \quad (\text{II.4})$$

Вероятная погрешность соответствует величине, относительно которой одна половина всех случайных погрешностей будет больше по величине, а вторая — меньше.

Предельная погрешность δ_{lim} для большинства случаев отвечает равенству

$$\delta_{\text{lim}} = 3\sigma. \quad (\text{II.5})$$

Для оценки точности среднего арифметического все указанные параметры умножаются на величину $1/\sqrt{n}$; тогда квадратическая S , вероятная R и предельная Δ_{lim} погрешности среднего арифметического будут определяться формулами

$$S = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum (x_i)^2}{n(n-1)}}; \quad R = \frac{\rho}{\sqrt{n}} = \frac{2}{3} S; \quad \Delta_{\text{lim}} = 3S. \quad (\text{II.6})$$

Грубыми погрешностями (промахами) называют те случайные погрешности, величины которых резко выходят за предельные значения и явно искажают результаты измерений. Причинами промахов могут быть недостаточная выверка и регулировка прибора, небрежность в работе оператора, резкие изменения внешних условий. Эти погрешности необходимо выяснять при контрольных измерениях и устранять их причины.

Точность измерения в значительной мере зависит от свойств глаза наблюдателя и оптического прибора, применяемого для наведения на контролируемый объект или для отсчета.

Основными свойствами глаза и оптического прибора являются разрешающая способность и «нониальная» острота зрения, зависящая от формы и контраста объекта, вида сетки нитей и других факторов.

Разрешающая способность ψ'' безаберрационной оптической системы зрительной трубы и глаза определяется в угловой мере формулой

$$\psi'' = \frac{120''}{D}, \quad (\text{II.7})$$

где D — диаметр входного зрачка оптической системы или зрачка глаза, мм.

Если принять для нормального глаза $D = 2$ мм, то разрешающая способность глаза $\psi'' = 60''$.

Разрешающая способность микроскопа, мкм

$$d = \frac{\lambda}{2A}, \quad (\text{II.8})$$

где λ — длина волны, мкм; A — числовая апертура объектива.

Наведение оптического прибора на объект заключается в продольных и поперечных установках, т. е. в перемещении всего прибора или отсчетного устройства вдоль или перпендикулярно оптической оси.

Точность фокусировки (продольной наводки) зависит от дифракционного изображения точки вдоль оси оптической системы и определяется выражением

$$\Delta f \approx \frac{\lambda}{3A^2}. \quad (\text{II.9})$$

Кроме того, точность фокусировки понижается из-за появления параллакса — несовпадения плоскости изображения объекта с плоскостью сетки нитей окуляра и неточного совмещения сетки нитей с фокусом окуляра при юстировке. Обнаружить параллакс можно смещением глаза в поперечном направлении в пределах выходного зрачка прибора.

Допустимый параллакс Δf , незаметный для подвижного глаза, может быть найден по формуле

$$\Delta f \approx \frac{2f_2'^2 \psi_r}{D \cdot 3438}, \quad (\text{II.10})$$

где f_2' — фокусное расстояние окуляра; ψ_r — разрешающая способность глаза, равная $1'$; D — диаметр выходного зрачка прибора.

По такой же формуле может быть найден допустимый зазор между сетками окулярного микрометра.

Две сетки не видны одновременно, если расстояние между ними

$$\Delta \geq \frac{20f'_{\text{ок}}}{1000}. \quad (\text{II.11})$$

Параллакс может быть измерен в линейной или угловой мере, а также в диоптриях. Измеряется параллакс обычно с помощью диоптрийной трубки. Параллакс положения сетки и изображения в зрительной трубе может быть измерен как со стороны объектива, так и со стороны окуляра, причем

$$p' = p\Gamma^2, \quad (\text{II.12})$$

где p' — параллакс в диоптриях, измеренный со стороны окуляра; p — величина параллакса, выраженная в диоптриях и измеренная со стороны объектива; Γ — увеличение прибора.

В угловой мере параллакс определяется по формуле

$$\beta = \frac{pD}{1000} 3438, \quad (\text{II.13})$$

где β — величина параллакса, угловые минуты; D — диаметр зрачка входа, мм.

Точность измерений зависит от целого ряда факторов и, в частности, от специфических погрешностей измерительных приборов. Эти погрешности, например, зависят от стабильности увеличения оптического прибора, параллакса, точности наведения и отсчета по шкалам, постоянства температуры и других причин.

Для того чтобы величина изображения не зависела от точности наводки оптического прибора в пределах его глубины резкости, рекомендуется создавать телецентрический ход лучей. Такой ход лучей обеспечивается установкой диафрагмы в задней фокальной плоскости объектива прибора. В этом случае лучи от предмета до объектива идут практически параллельно оптической оси прибора. При таком ходе лучей неточность наводки не влияет на цену деления отсчетных шкал прибора.

Точность поперечных установок зависит от остроты глаза и увеличения прибора. Для зрительной трубы эта точность определяется выражением

$$\gamma = \frac{\varepsilon}{\Gamma_T}, \quad (\text{II.14})$$

для микроскопа

$$t = \frac{b}{\Gamma_M}, \quad (\text{II.15})$$

где ε и b — нониальная острота невооруженного глаза соответственно в угловой и линейной мере; Γ_T и Γ_M — видимое увеличение зрительной трубы и микроскопа.

При поперечных установках применяют нониальное и биссекторное совмещения штрихов. Точность наводки нониального способа можно считать равной

$$\left(\frac{10-12}{\Gamma}\right)'' \text{ или } \left(\frac{0,013-0,015}{\Gamma}\right) \text{ мм,}$$

а биссекторного

$$\left(\frac{6-8}{\Gamma}\right)'' \text{ или } \left(\frac{0,007-0,009}{\Gamma}\right) \text{ мм.}$$

Для оценки части интервала шкалы с ошибкой, не превышающей 0,1 деления, необходимо, чтобы видимое расстояние между штрихами составляло примерно 1,0—2,0 мм. При этом видимая ширина штриха должна соответствовать 0,1 интервала.

Толщина штриха зависит от увеличения окуляра и может быть рассчитана по формуле

$$t_{\min} = f'_{\text{ок}} \omega_0, \quad (\text{II.16})$$

где ω_0 — разрешаемый глазом угол, рад.

Технология ограничивает толщину штриха величиной 2 мкм, а поэтому нецелесообразно иметь увеличение оптической системы более 100×.

При работе с измерительными приборами необходимо обеспечить достаточное освещение объекта измерения и отсчетных шкал (50—200 лк) и хорошую контрастность. Отсчетные устройства будут рассмотрены при описании различных измерительных приборов.

Приборы для линейных измерений можно разделить на две группы: приборы для относительных линейных измерений и приборы для абсолютных линейных измерений.

§ 2. ПРИБОРЫ ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЛИНЕЙНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Оптиметром называется рычажно-оптический измерительный прибор, предназначенный для точных относительных линейных измерений.

Конструктивная схема оптиметра базируется на сочетании оптического автоколлимационного устройства с механическим рычагом.

Автоколлимационной системой называется оптическая система, посылающая лучи на отражающую поверхность таким образом, что они после отражения дают действительное изображение предмета в плоскости самого предмета.

На рис. II.1 представлены три принципиальные схемы автоколлимации.

Автоколлиматором может быть любая зрительная труба, снабженная автоколлимационным окуляром.

Во всех случаях сетка 1 находится в фокальной плоскости объектива 2, за которым установлено зеркало 3.

Когда источник света O находится в фокусе объектива (рис. II.1, а), лучи после прохождения объектива будут параллельны оси и, отразившись от зеркала, соберутся опять в фокусе O . Таким образом, автоколлимационное изображение источника наложится на источник.

Если источник O находится на расстоянии y от оси объектива (рис. II, 1, б), то после прохождения объектива параллельный

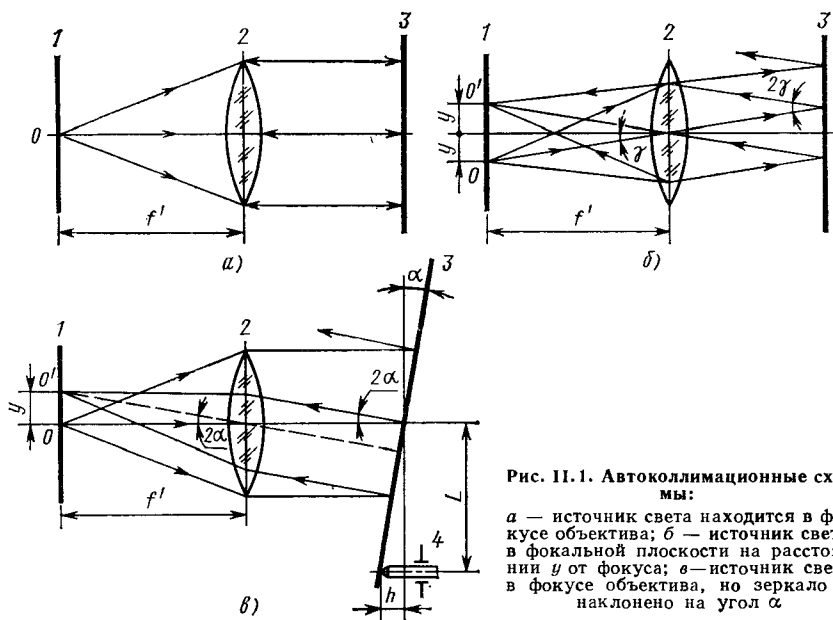


Рис. II.1. Автоколлимационные схемы:

а — источник света находится в фокусе объектива; б — источник света в фокальной плоскости на расстоянии y от фокуса; в — источник света в фокусе объектива, но зеркало 3 наклонено на угол α

пучок лучей упадет на зеркало под углом γ , отразится от него под тем же углом и будет собран объективом в точке O' , которая симметрична точке O относительно оси объектива. Очевидно,

$$y = f' \operatorname{tg} \gamma. \quad (\text{II.17})$$

Когда источник света находится в фокусе объектива, но зеркало 3 наклонено на угол α (рис. II.1, в), параллельный пучок лучей после отражения от зеркала отклонится на угол 2α и будет собран объективом в точке O' . При этом

$$y = f' \operatorname{tg} 2\alpha. \quad (\text{II.18})$$

Таким образом, при повороте механического рычага с помощью штифта 4 на угол α отраженный пучок света повернется на угол 2α .

Масштаб M такой системы определяется выражением

$$M = \frac{y}{h} = \frac{f' \operatorname{tg} 2\alpha}{L \operatorname{tg} \alpha} = \frac{2f' \operatorname{tg} \alpha}{L \operatorname{tg} \alpha (1 - \operatorname{tg}^2 \alpha)},$$

где h и L приведены на рис. II.1, в.

Для малых углов α

$$1 - \operatorname{tg}^2 \alpha \approx 1;$$

тогда

$$M = \frac{2f'}{L}. \quad (\text{II.19})$$

Из существующих систем автоколлимационных окуляров наибольшее применение получили окуляры Аббе, Гаусса и окуляр с куб-призмой.

Окуляр Аббе представлен на рис. II.2, а. Сетка 1 установлена в фокальной плоскости окуляра 4. К сетке приклеена призма 2, одна грань которой скошена под углом 45° . На сетке нанесены деления шкалы в минутах или секундах. В плоскости склейки призма 2 покрыта слоем серебра, в котором прорезан прозрачный крестик. Остальные грани призмы 2, кроме торца, покрыты черным матовым лаком. На сетке 1 на таком же расстоянии от оси окуляра, на каком расположен прозрачный крестик, нанесен непрозрачный крестик.

Световой поток от лампочки 3 отражается от скошенной грани призмы 2, освещает прозрачный крестик, выходит из объектива параллельным пучком и, отразившись от зеркала, при обратном ходе дает в плоскости сетки 1 автоколлимационное изображение прозрачного крестика.

Если зеркало, находящееся перед объективом, перпендикулярно оси последнего, то автоколлимационное изображение прозрачного крестика наложится на непрозрачный крестик. Если зеркало не перпендикулярно оси объектива, то автоколлимационное изображение не совпадает с черным крестиком. Величину расхождения крестиков можно отсчитать по шкалам на сетке 1.

Недостатком окуляра Аббе является то, что часть его поля зрения затенена призмой 2. Однако он имеет сравнительно небольшие потери яркости (15—20%), поэтому окуляр Аббе рекомендуется применять для получения автоколлимационного блика от слабо отражающих поверхностей, а также от поверхностей малых размеров по сравнению с диаметром объектива автоколлиматора.

Окуляр Гаусса представлен на рис. II.2, б. В этом окуляре лучи света от лампочки 2 отражаются от полупрозрачной пластинки 4 и освещают сетку 1, на которой нанесены перекрестие и деления шкалы. Световой пучок отражается от зеркала и в обратном ходе дает автоколлимационное изображение перекрестия в плоскости сетки 1, которое наблюдается в окуляр 3.

К недостаткам окуляра следует отнести большую потерю яркости, которая достигает 55—80%. Кроме того, в результате отражения лучей от поверхностей сетки и пластинки 4 появляются дополнительные автоколлимационные блики, для уменьшения влияния которых сетку иногда выполняют в виде тонких капроновых нитей толщиной 0,06—0,08 мм, приклеенных к ме-

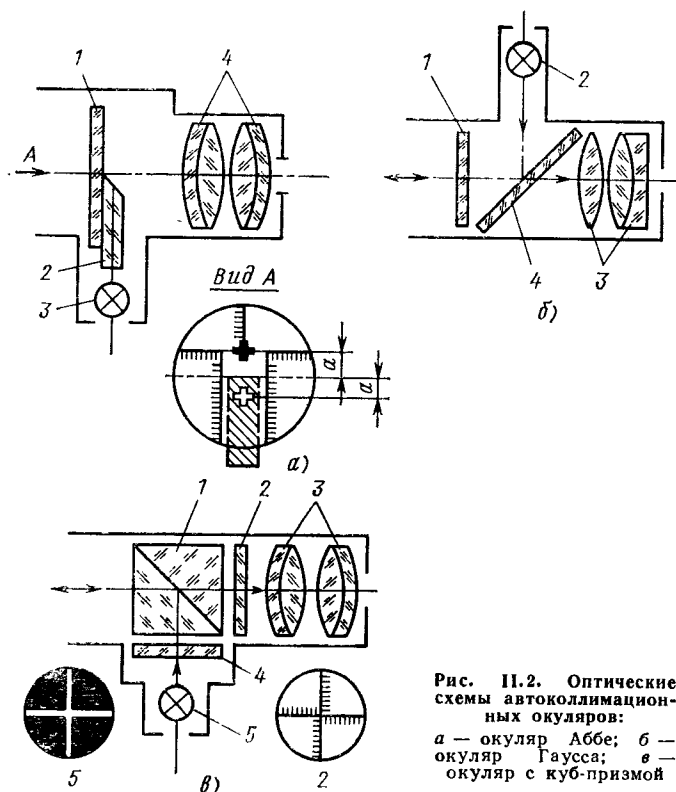


Рис. 11.2. Оптические схемы автоколлимационных окуляров:

a — окуляр Аббе; *б* — окуляр Гаусса; *в* — окуляр с куб-призмой

таллическому кольцу, а толщину полупрозрачной пластинки доводят до 0,2—0,25 мм.

Недостатком этого автоколлимационного окуляра является и то, что пластинка 4 не позволяет применять короткофокусные окуляры и, следовательно, получать автоколлиматоры большого увеличения.

Преимуществом рассмотренного окуляра является незатененное поле зрения.

Окуляр с куб-призмой приведен на рис. 11.2, *в*. Перед раздельной куб-призмой 1 помещена сетка 2, которая находится в фокальной плоскости окуляра 3. На этой сетке нанесено перекрестие со шкалами.

Свет от лампочки 5 освещает сетку 4 с прозрачным перекрытием на непрозрачном фоне и, отразившись от полупрозрачной гипотенузной грани куб-призмы, попадает в объектив автоколлиматора. Сетка 4 является как бы зеркальным изображением сетки 2, и автоколлимационное изображение светящегося креста наблюдается в окуляре 3 в плоскости сетки 2.

В этой системе поле зрения не затенено, и есть возможность применять короткофокусные окуляры. К недостаткам окуляра следует отнести значительные потери яркости (80—85%).

Кроме рассмотренных, применяются автоколлимационные окуляры систем Линника, Захарьевского, Монченко и окуляр со светящейся сеткой.

Сравнительные характеристики упомянутых автоколлимационных окуляров приведены в табл. II.1.

Таблица II.1

Характеристики автоколлимационных окуляров

Наименование окуляров	L , %	τ , %	$\bar{\Gamma} \times$	$S_{\max}$, м	$D_{\max}$, м
С куб-призмой	17	42	Не ограничено	18	Более 30
Аббе	86	92	30	2	2
Гаусса	46	50	18	18	Более 30
Со светящейся сеткой	8	92	Не ограничено	10	15
Линника	7—88			20	Более 30
Захарьевского	90	81	18		
Монченко	86	92	30	25	

В таблице приняты следующие обозначения: L — яркость автоколлимационного изображения относительно яркости сетки, которая принята за 100; τ — светопропускание окуляра; $\bar{\Gamma} \times$ — максимально возможное увеличение симметричного окуляра; $S_{\max}$ — максимальное расстояние до наблюдаемого зеркала в солнечную погоду; $D_{\max}$ — максимальное расстояние до наблюдаемого зеркала при пасмурной погоде.

В зависимости от расположения линии измерения оптиметры делятся на вертикальные и горизонтальные. В зависимости от устройства оптиметра шкала и указатель могут наблюдаться в окуляр или проецироваться на экран.

Получили распространение следующие типы оптиметров с целой деления 0,001 мм (табл. II.2):

ОВО-1 — вертикальный оптиметр с окуляром;

ОВЭ-1 — вертикальный оптиметр с проекционным экраном;

ОГО-1 — горизонтальный оптиметр с окуляром.

Стандартами предусмотрен выпуск вертикальных оптиметров с проекционным экраном типа ОВЭ-02 с ценой деления 0,0002 мм.

Основные параметры оптиметров

Таблица II.2

Параметр	Тип прибора		
	ОВО-1; ОВЭ-1	ОВЭ-02	ОГО-1
Цена деления, мм	0,001	0,0002	0,001
Пределы измерения по шкале, мм	$\pm 0,1$	$\pm 0,025$	$\pm 0,1$
Пределы измерения наружных размеров, мм	0—180	0—160	0—500
Пределы измерения внутренних размеров, мм:			
диаметров	—	—	13,5—150
длин	—	—	13,5—400
Измерительное усилие, Н	2	0,5—15	2
Колебания измерительного усилия, Н (не более)	0,2	0,1	0,2
Погрешность показаний, мм на участке шкалы:			
от 0 до $\pm 0,06$ мм	$\pm 0,0002$	—	$\pm 0,0002$
свыше $\pm 0,06$ мм	$\pm 0,0003$	—	$\pm 0,0003$
от 0 до $\pm 0,015$ мм	—	$\pm 0,0007$	—
свыше $\pm 0,015$ мм	—	$\pm 0,00010$	—
Вариации показаний, мм	0,0001	0,00002	0,0001

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ОПТИМЕТР

Оптическая схема оптиметра построена по принципу, который был пояснен на рис. II.1, в, и представляет собой рычажно-оптическую систему. Принципиальная схема трубки оптиметра приведена на рис. II.3.

Дневной свет (или свет от лампочки 7) направляется зеркалом 8 в осветительную прямоугольную призму 9 и, отразившись от скошенной грани призмы, освещает сетку 6. Зеркало 8 закреплено в оправу, имеющую с другой стороны белую матовую пластинку, которую используют в работе с обычной электролампой. Сетка 6 находится в фокальной плоскости объектива автоколлиматора. На ней нанесены шкала, которая имеет ± 100 делений, и отсчетный индекс. Шкала перекрыта со стороны окуляра призмой 9 и нанесена не по диаметру сетки, а на некотором расстоянии от него согласно схеме, приведенной на рис. II.1, б.

Пройдя сквозь шкалу, лучи попадают в прямоугольную призму 5, которая отклоняет их на 90° . Далее лучи проходят объектив 4 и параллельным пучком падают на зеркало 3, отражаются от него и в обратном ходе дают автоколлимационное изображение шкалы 11 на сетке 6.

Автоколлимационное изображение шкалы симметрично самой шкале относительно вертикального диаметра сетки. Изображение шкалы наблюдается в виде черных штрихов на светлом фоне. Если зеркало 3 перпендикулярно оптической оси объектива, то нулевые штрихи шкалы и ее изображения совместятся с горизон-

тальным диаметром сетки, который отмечен в виде индекса. Если при установке объекта измерения 1 измерительный стержень 2 наклонит зеркало 3, то изображение шкалы сместится параллельно вертикальному диаметру сетки.

Наблюдая в окуляр 10, можно отсчитать смещение изображения шкалы относительно неподвижного индекса.

В трубках оптиметра марки ИК-7 между сеткой 6 и призмой 9 установлены две цветные прозрачные шторки, которые могут смещаться в вертикальном направлении и ограничивать участок изображения шкалы. Шторки предназначены для быстрого определения соответствия измеряемого размера объекту установленным на него допуском без снятия отсчета по шкале.

Передаточное отношение оптиметра определяется по формуле (II.19).

У оптиметра ИКВ $f' = 200$ мм и $L = 5$ мм; тогда

$$M = \frac{2f'}{L} = \frac{2 \cdot 200}{5} = 80.$$

Это значит, что шкала оптиметра смещается на величину, в 80 раз большую смещения измерительного стержня.

Окуляр оптиметра имеет увеличение $12\times$, а интервал одного деления шкалы сетки $t = 0,08$ мм.

Видимый интервал шкалы $t' = 0,08 \cdot 12 = 0,96$ мм.

Соотношения между параметрами оптиметра можно получить из схемы, приведенной на рис. II.4:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{L}; \operatorname{tg} 2\alpha = \frac{y}{f'}. \quad (\text{II.20})$$

При малых углах $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$ и $\operatorname{tg} 2\alpha \approx 2\alpha$; тогда

$$\frac{2h}{L} = \frac{y}{f'} \text{ и } h = \frac{Ly}{2f'}. \quad (\text{II.21})$$

Последнее соотношение позволяет определить величину перемещения измерительного стержня, при котором шкала сместится на одно деление ($t = 0,08$ мм):

$$h = \frac{5 \cdot 8}{2 \cdot 200 \cdot 100} = 0,001 \text{ мм.}$$

Следовательно, цена деления шкалы равна 0,001 мм.

Шкала имеет ± 100 делений; тогда пределы измерения оптиметра $\pm 0,1$ мм.

Приняв $\operatorname{tg} \alpha = \alpha$, мы допустили погрешность схемы

$$\Delta h = h_{\alpha} - h_{\operatorname{tg} \alpha}.$$

Из выражений (II.20) и (II.21) имеем

$$h_{\alpha} = \frac{Ly}{2f'} \text{ и } h_{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{yL \operatorname{tg} \alpha}{f' \operatorname{tg} 2\alpha}.$$

После некоторых преобразований получим

$$\Delta h = \frac{yh^2}{2f'L}. \quad (\text{II.22})$$

При максимальных углах α , т. е. при отклонении на всю шкалу, получим

$$\Delta h = \frac{8 \cdot 0,1^2}{2 \cdot 200 \cdot 5} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ мм.}$$

Следовательно, при сделанном допущении погрешность схемы в 25 раз меньше цены деления шкалы. Погрешность показаний

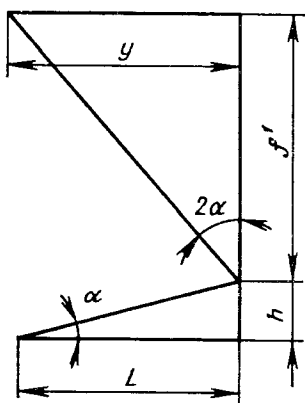


Рис. II.4. Кинематическая схема оптиметра

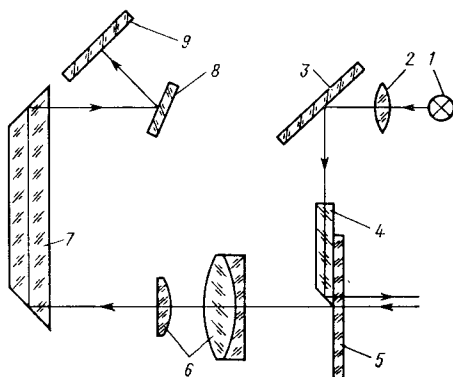


Рис. II.5. Проекционная насадка ПН-6

прибора составляет $\pm 0,2$ мкм на участке шкалы до 0,06 мм и $\pm 0,3$ мкм на участке шкалы свыше 0,06 мм.

В комплект оптиметра входит проекционная насадка типа ПН-6 (рис. II.5), которая дает изображение шкалы оптиметра на матовом экране. Свет от лампы 1 типа СМ-17 конденсором 2 и зеркалом 3 направляется в осветительную призму 4 и освещает шкалу на сетке 5. Далее с помощью объектива оптиметра и зеркала изображение шкалы переносится в плоскость сетки 5, а затем окуляром 6, призмой 7 и зеркалом 8 — на экран 9.

Проекционная насадка облегчает процесс измерения. Она крепится к оптиметру при помощи шарнирного соединения и защелки. Экран 9 и сетка 5 должны лежать в сопряженных плоскостях относительно окуляра 6, поэтому наводка на резкость изображения на экране осуществляется вращением окуляра.

УЛЬТРАОПТИМЕТРЫ

Ультраоптиметром называется оптиметр повышенной точности. Повышение точности измерений достигается за счет применения автоколлимационной системы и двух зеркал, одно из которых подвижное.

Между зеркалами происходит многократное отражение лучей, что позволяет увеличить общее передаточное отношение схемы прибора.

В ультраоптиметре линия измерения расположена вертикально.

Измерения проводятся контактным методом путем сравнения измеряемого изделия с концевыми мерами или образцовыми деталями. Контактной поверхностью служит поверхность измерительного наконечника, надеваемого на измерительный стержень.

Отсчеты при измерениях выполняются по наблюдаемой на экране шкале.

Оптическая схема ультраоптиметра ОВЭ-02 приведена на рис. 11.6. Лучи света от лампы накаливания 1 (СЦ-61) через систему, состоящую из конденсора 2, теплофильтра 3, линзы 4 и призмы 5, освещают сетку 15, расположенную в фокальной плоскости объектива 14. На сетке 15 нанесена шкала (± 125 делений) и отсчетный индекс.

Далее лучи света отражаются от зеркала 16, проходят объектив 14, параллельным пучком падают на неподвижное зеркало 12 и отражаются от него на качающееся зеркало 11.

После многократного отражения между этими зеркалами лучи снова попадают в объектив 14, в плоскости индекса получается изображение шкалы, которое вместе с изображением индекса проецируется объективом 6 и зеркалами 8, 10, 9 на экран 13.

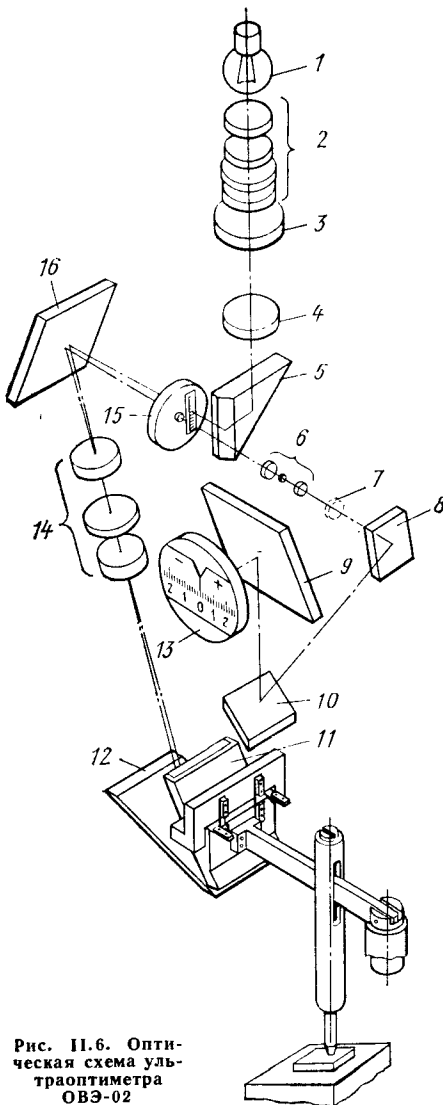


Рис. 11.6. Оптическая схема ультраоптиметра ОВЭ-02

Дополнительная линза 7 при ее включении в схему служит для получения на экране изображения нити лампы.

На зеркалах 12 и 11 пучок лучей претерпевает одиннадцать отражений, причем пять отражений — от зеркала 11. Эти зеркала являются оптическим умножителем.

Выходящий из умножителя луч отклоняется от первоначального направления на угол γ , который определяется формулой

$$\gamma = 2m\alpha, \quad (\text{II.23})$$

где m — число отражений от подвижного зеркала; α — угол поворота подвижного зеркала.

Передаточное отношение между величинами смещения измерительного стержня и смещения изображения шкалы

$$M = \frac{y}{h}, \quad (\text{II.24})$$

где y — перемещение изображения шкалы; h — соответствующее ему перемещение стержня.

Очевидно,

$$y = f' \operatorname{tg} \gamma = f' \operatorname{tg} 2m\alpha.$$

Смещение y' изображения шкалы в плоскости экрана 13 зависит от увеличения объектива 6:

$$y' = y\beta,$$

где β — увеличение объектива.

Перемещение h измерительного штифта

$$h = L \operatorname{tg} \alpha,$$

где L — плечо механического рычага.

Тогда общее передаточное отношение

$$M_0 = \frac{f' \operatorname{tg} 2m\alpha}{L \operatorname{tg} \alpha} \beta. \quad (\text{II.25})$$

Если допустить, что $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$ и $\operatorname{tg} 2m\alpha \approx 2m\alpha$, то

$$M'_0 = \frac{y'}{h} = \frac{f'\beta}{L} 2m. \quad (\text{II.26})$$

В приборе ОВЭ-02 $f' = 212,9$ мм; $L = 5,32$ мм; $\beta = 17\times$; $m = 5$.

Тогда

$$M'_0 = \frac{212,9 \cdot 17}{5,32} 10 = 6804.$$

Цена деления шкалы прибора на экране равна 0,0002 мм. Величина t изображения одного деления шкалы на экране

$$t = 0,0002 \cdot 6804 \approx 1,4 \text{ мм.}]$$

Заменяя тангенсы углов поворота зеркала и луча углами, мы допустили погрешность схемы

$$\Delta h = h_{\alpha} - h_{tg\alpha}.$$

Проведя соответствующие подстановки, при указанных выше параметрах схемы, получим

$$\Delta h = 0,02 \text{ мкм.}$$

Таким образом, погрешность схемы Δh не превышает десятой доли деления шкалы, что вполне допустимо.

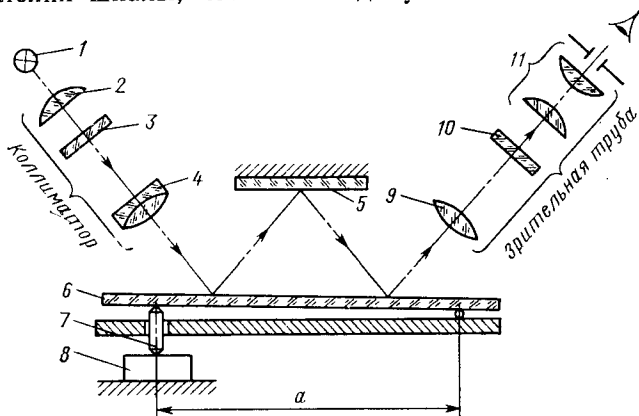


Рис. 11.7. Оптическая схема ультраоптиметра с отсчетом в окуляре

Пределы измерения по шкале ультраоптиметра (± 125 делений) равны $\pm 0,025 \text{ мм.}$

Погрешность показания прибора $\pm \left(0,04 + \frac{n}{2000} \right) \text{ мкм,}$ где n — число делений шкалы.

На рис. 11.7 приведена принципиальная оптическая схема ультраоптиметра с отсчетом в окуляре.

Лучи света от лампы 1 через конденсор 2 освещают шкалу 3, которая находится в фокальной плоскости объектива 4. Пройдя объектив, параллельный пучок лучей 3 раза отражается от зеркал 6 и 5 и попадает в объектив 9 зрительной трубы. Объектив 9 дает действительное изображение шкалы 3 в плоскости сетки 10, на которой нанесен отсчетный индекс. Отсчет положения изображения шкалы относительно индекса осуществляется через окуляр 11 зрительной трубы. Зеркало 5 неподвижно, а зеркало 6 может наклоняться при перемещении измерительного стержня 7, который другим концом касается измеряемого объекта 8.

Общее передаточное отношение схемы при малых углах наклона зеркала 6 определяется формулой

$$M = \frac{4f'}{a} \bar{\Gamma},$$

где f' — фокусное расстояние объектива 9; a — длина плеча механического рычага; $\bar{\Gamma}$ — увеличение окуляра.

При $a = 5$ мм, $f' = 355$ мм и $\bar{\Gamma} = 18\times$ значение $M = 5000$.

Цена деления шкалы прибора 0,0002 мм, число делений шкалы ± 415 и пределы измерения $\pm 0,083$ мм.

С учетом передаточного отношения видимая величина одного деления шкалы (интервал) составляет

$$t = 0,0002 \cdot 5000 = 1 \text{ мм.}$$

ПРУЖИННО-ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ГОЛОВКИ (ОПТИКАТОРЫ)

Оптикаторы подобно оптиметрам относят к группе приборов с рычажно-оптической передачей. Они предназначены для измерения малых разностей между контролируемым и образцовым изделиями. В отличие от оптиметров, в которых применяются шарниры с опорами качения и скольжения, в оптикаторах используются пружинные шарниры.

Принцип действия прибора основан на упругих свойствах закрученной вдоль своей (продольной) оси плоской пружинной ленты.

Поворот среднего сечения такой пружины относительно своей продольной оси пропорционален смещению измерительного стержня. Принципиальная оптическая схема оптикатора приведена на рис. 11.8. Лампа 1 с помощью конденсора 2 освещает прямоугольную щель 3 с тонкой нитью посередине. Объектив 4 и поворотное зеркало 5 проецируют щель в плоскость шкалы 6, где изображение нити служит индексом для отсчета. Зеркало 5 расположено на средней части спиральной пружины, один конец которой закреплен, а другой перемещается под действием измерительного стержня с наконечником. Растяжение спирали приводит к ее раскручиванию и повороту зеркала 5 на угол, пропорциональный величине перемещения наконечника. Поворот зеркала вызывает перемещение изображения щели по шкале.

Измерительный стержень перемещается в трубке, наружный диаметр которой равен 28 мм. Это позволяет устанавливать оптикаторы на стойках от оптиметров, интерферометров и других измерительных приборов.

Шкала прибора может частично перекрываться цветными шторками, которые предназначены для быстрого нахождения

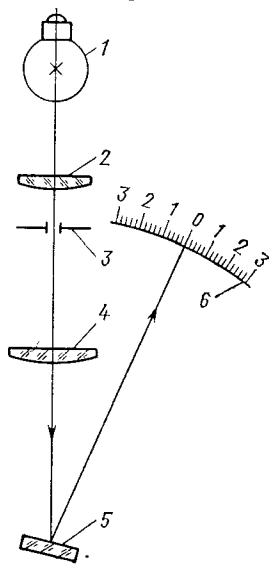


Рис. 11.8. Оптическая схема оптикатора

соответствия определяемого размера объекта установленным на него допускам без снятия отсчета по шкале.

Передаточное отношение прибора

$$M = \frac{s'}{s} = 2Q \frac{r_1 r_2}{r_3}, \quad (\text{II.27})$$

где s' — длина дуги смещения индекса по отсчетной шкале; s — величина перемещения измерительного стержня; r_1 — расстояние от зеркала до шкалы; r_2 — длина пружины; r_3 — расстояние от оси измерительного стержня до конца пружины; Q — коэффициент пропорциональности.

Основные характеристики оптикаторов приведены в табл. II.3.

Таблица II.3

Характеристика оптикаторов

Параметр	Оптикатор			
	О1П	О2П	О5П	1П
Цена деления, мкм	0,1	0,2	0,5	1
Пределы измерения, мкм	± 12	± 25	± 60	± 120
Измерительное усилие, Н	0,15	0,15	0,15	0,15
Колебание измерительного усилия, Н (не более)	0,3	0,3	0,5	0,6
Допустимая погрешность на участке: в пределах 100 делений более 100 делений	0,5 делений 1 деление			
Вариация показаний	1/3 деления			

ДАТЧИКИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СОРТИРОВОЧНЫЕ ДФМ

Датчики предназначены для автоматического контроля и сортировки изделий на значительное число групп через выбранные интервалы размеров. ДФМ построены на базе оптикаторов и отличаются от последних тем, что вместо отсчетной шкалы в датчиках установлен набор фотосопротивлений. Цена деления фотоэлектрической шкалы зависит от типа отдельного фотосопротивления и определяет собой интервал сортировки. Наша промышленность выпускает датчики с ценой деления 0,5; 1; 2; 5 мкм.

Внешний вид прибора аналогичен внешнему виду оптикатора.

§ 3. ПРИБОРЫ ДЛЯ АБСОЛЮТНЫХ ЛИНЕЙНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

КОМПАРАТОРЫ

Компараторами называют приборы, предназначенные для определения размеров на штриховых и концевых объектах непосредственным сравнением их со штриховыми образцовыми шкалами.

Штриховые компараторы служат для измерения расстояния между штрихами различных линейных мер. С помощью концевых компараторов измеряется длина различных деталей или расстояние между элементами детали.

Штриховые компараторы имеют подвижный стол, на котором устанавливают образцовую шкалу и измеряемый объект (в дальнейшем мы будем их называть «масштабами»), и два микроскопа.

Один микроскоп выполняет роль визирного, а другой является отсчетным и снабжен окулярным микрометром.

Штриховые компараторы делятся на две группы в зависимости от направления перемещения сравниваемых масштабов. Если параллельно расположенные масштабы перемещаются при измерении в направлении, перпендикулярном их длине, то компаратор называется *поперечным*. *Продольным* называется компаратор, масштабы которого перемещаются в направлении их длины.

В продольных компараторах масштабы располагаются параллельно один другому или один за другим по одному направлению.

В принципе при компарировании можно смещать микроскопы относительно неподвижных мер или меры относительно неподвижных микроскопов. В последнем случае, при прочих равных условиях, точность измерения будет выше.

На рис. II.9 приведена принципиальная схема поперечного компаратора. Микроскопы 1 в этих компараторах могут передвигаться и устанавливаться соответственно с длиной измеряемых мер 2. Возможное направление смещения стола 3 указано стрелкой.

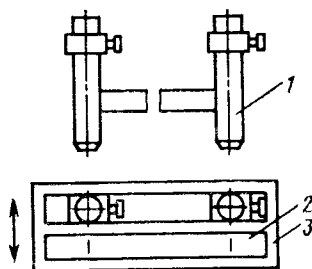


Рис. II.9. Принципиальная схема поперечного компаратора

На рис. II.10 представлены схемы продольных компараторов с параллельным (рис. II.10, а) и с последовательным (рис. II.10, б) расположением масштабов.

В продольных компараторах микроскопы закреплены неподвижно. При перемещении каретки с микроскопами вследствие неточности изготовления направляющих возможен наклон осей микроскопов.

Если микроскоп установлен на расстоянии H от объекта измерения и при перемещении наклонится на угол φ в направлении измерения, то возникнет погрешность (рис. II.11)

$$\delta = H \operatorname{tg} \varphi, \quad (\text{II.28})$$

или при малом угле φ

$$\delta = H\varphi.$$

Если погрешность отсчета не должна превышать 0,1 мкм, то при $H = 100$ мм

$$\varphi = \frac{\delta}{H} = \frac{10^{-4}}{10^2} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ рад} = 0,2''.$$

Выдержать точность стабилизации оси микроскопа в этих угловых пределах довольно сложно. Чем больше длина салазок микроскопа, тем с большей точностью можно осуществить его перемещение. Но по конструктивным соображениям иметь длин-

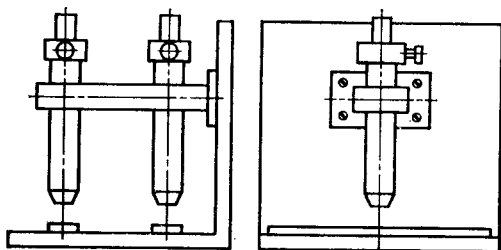
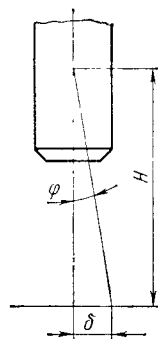
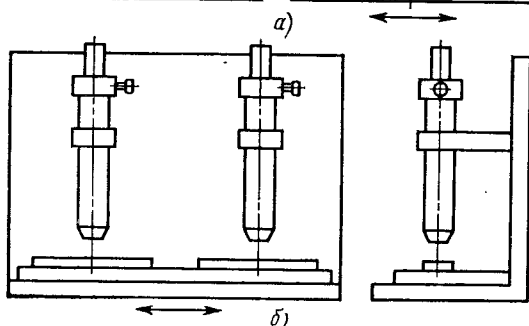


Рис. 11.10. Принципиальные схемы продольных компараторов



ные салазки не всегда возможно. Если применительно к нашему примеру допустить, что длина салазок микроскопа равна 100 мм, то точность их изготовления должна быть равна 0,1 мкм, что сделать весьма сложно.

В компараторах с подвижными микроскопами необходимо иметь устройства для периодического контроля положения микроскопа. Контроль, например, можно осуществить автоколлимационным методом.

В том случае, когда микроскопы неподвижны, а смещается каретка с масштабами, также возможен перекос последней в вертикальной или горизонтальной плоскости.

Допустим, что измеряемый масштаб имеет длину L и каретка наклонилась в вертикальной плоскости на малый угол φ (рис. 11.12). В этом случае будет измерена не истинная длина

масштаба L , а его проекция L' на горизонтальную плоскость. Ошибка измерения

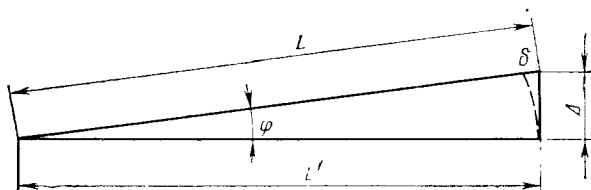
$$\delta = L - L' = L - L \cos \varphi = L 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \approx L \frac{\varphi^2}{2}. \quad (\text{II.29})$$

Если, как и раньше, считать допустимым, что $\delta = 0,1$ мкм, то при измерении масштаба с $L = 500$ мм получим

$$\varphi = \sqrt{\frac{2\delta}{L}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{-4}}{5 \cdot 10^2}} = 6,3 \cdot 10^{-4},$$

или в секундах $\varphi'' = 6,3 \cdot 10^{-4} \cdot 206\,265 = 126''$.

Рис. II.12. Схема определения ошибки от наклона каретки компаратора в вертикальной плоскости



Из рис. II.12 следует, что $\varphi = \frac{\Delta}{L}$; $\varphi^2 = \frac{\Delta^2}{L^2}$. Принимая во внимание выражение (II.29), получим

$$\delta = \frac{\Delta^2}{2L}. \quad (\text{II.30})$$

Из последнего выражения найдем величину неточности направляющих

$$\Delta = \sqrt{10^{-4} \cdot 10^3} = 0,316 \text{ мм.}$$

Из приведенных примеров видно, что у компараторов с неподвижными микроскопами погрешность прямолинейности направляющих для перемещения масштабов может быть во много раз больше, и изготовить такие направляющие вполне возможно.

Рассмотрим возможный случай перекоса салазок в горизонтальной плоскости продольного компаратора с параллельными масштабами $AB \parallel CD$ (рис. II.13).

При перекосе на угол φ масштабы займут соответственно положения AB' и $C'D'$, при этом измеряется не истинная длина масштабов, а проекции масштабов на первоначальное направление (AB'' и $C'D$).

Ошибка измерения масштаба AB определяется равенством $\delta_1 = L\varphi^2/2$, а погрешность измерения масштаба CD равенством $\delta_2 = h\varphi$.

Неточность направляющих характеризует отрезок $B'B'' = L\varphi = \Delta$, откуда $\varphi = \Delta/L$. После подстановок получим

$$\delta_1 = L \frac{\varphi^2}{2} = \frac{\Delta^2}{2L}; \quad \delta_2 = h\varphi = \Delta \frac{h}{L}.$$

Погрешность сравнения двух масштабов

$$\delta = \delta_2 - \delta_1 = \Delta \frac{h}{L} - \frac{\Delta^2}{2L}.$$

Пренебрегая величиной второго члена приведенного уравнения, находим

$$\delta = \frac{h}{L} \Delta. \quad (\text{II.31})$$

Из последнего выражения видно, что с уменьшением расстояния между масштабами погрешность измерения уменьшается.

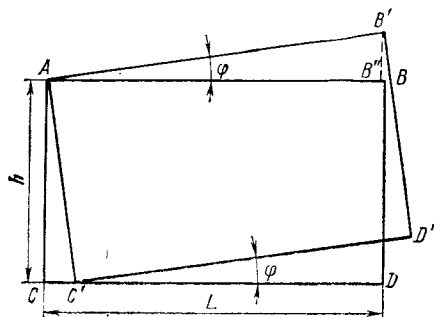


Рис. II.13. Перекос каретки компаратора в горизонтальной плоскости

В продольном компараторе второго типа (см. рис. II.10, б) масштабы расположены последовательно, так что их оси находятся на одной прямой. В этом случае при перекосе каретки на угол φ при отсчете по обоим масштабам получится одна и та же ошибка второго порядка $L\varphi^2/2$, причем чем меньше расстояние между масштабами, тем меньше будет ошибка измерения. Такая последовательная схема рас-

положения масштабов в компараторе называется компараторным принципом, или принципом Аббе.

Приборы, конструкция которых основана на принципе Аббе, при одной и той же точности изготовления направляющих значительно точнее приборов, где этот принцип не соблюден.

Недостатком этого принципа является необходимость иметь, по крайней мере, удвоенную длину прибора по сравнению с длиной измеряемого масштаба.

По своему конструктивному исполнению компараторы разделяются на вертикальные и горизонтальные.

Вертикальные компараторы. Эта группа приборов предназначена для абсолютных и относительных измерений контактным методом.

В этих компараторах использован принцип Аббе, т. е. измерительная шкала, контактный щуп и объект измерения расположены последовательно один за другим. Отсчетный микроскоп закреплен неподвижно.

В качестве примера приборов этой группы рассмотрим **вертикальный оптический длиномер ИЗВ-1**. Этот прибор предназначен для измерения изделий размерами до 100 мм абсолютным методом и размерами до 250 мм сравнительным методом при помощи концевых плиток.

Принципиальная схема компаратора приведена на рис. II.14. Прибор состоит из измерительной головки, которая закрепляется на вертикальной цилиндрической стойке с винтовой резьбой, и предметного столика.

В измерительной головке имеется отверстие, сквозь которое проходит измерительный шток. На нижнем конце штока укрепляются сменные мерительные наконечники 5. Шток имеет сквозное окно, в котором закреплена миллиметровая стеклянная шкала 3. К верхнему концу штока прикреплены винтами стальная лента 2, перекинутая через шкив 1. На другом конце ленты закреплен противовес 9, опущенный в резервуар с маслом 8. Демпфирование необходимо для уменьшения измерительного давления и исключения деформации измеряемой детали. Измерительное усилие прибора регулируется в пределах от 0,75 до 2,50 Н при помощи сменных грузовых шайб, которые помещают на верхний торец измерительного штока. Измеряемая деталь 6 устанавливается на ребристый предметный столик 7.

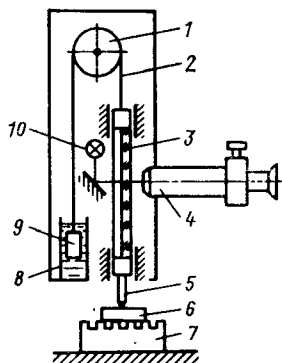


Рис. II.14. Принципиальная схема длиномера ИЗВ-1

Измерительная головка вместе с отсчетным микроскопом 4 может перемещаться по вертикальной стойке при помощи резьбового кольца (при необходимости изменить пределы измерения). Шток перемещается в направляющих, выполненных в виде двух групп роликовых подшипников.

Миллиметровая шкала 3 имеет 100 делений и подсвечивается лампочкой 10 типа МН-13 (3,5 В; 0,28 А).

Отсчетный микроскоп, снабженный окулярным микрометром ОМС, имеет увеличение $60\times$ и линейное поле зрения 2,3 мм.

Методика измерения сводится к тому, что мерительный наконечник приводится в соприкосновение с поверхностью предметного столика, а затем с верхней поверхностью проверяемой детали. Разность отсчетов при двух положениях мерительного наконечника даст длину измеряемой детали. Цена наименьшего деления отсчетного микроскопа 0,001 мм. Погрешность прибора без учета поправок по аттестату шкалы может быть определена по формуле

$$\Delta = \pm \left(0,0014 + \frac{L}{140\,000} \right) \text{ мм},$$

а с учетом поправок по аттестату шкалы — по формуле

$$\Delta = \pm \left(0,001 + \frac{L}{200\,000} \right) \text{ мм},$$

где L — измеряемая длина, мм.

На рис. II.15, *а* приведена конструкция отсчетного микроскопа с микрометром ОМС. Микроскоп имеет объектив 8 с номинальным увеличением $5\times$ и окуляр 4 с увеличением $12,5\times$. На неподвижной окулярной сетке 3 нанесены линейная шкала (10 делений) и индекс. На сетке 2, поворачиваемой от маховичка 1, имеются одиннадцать витков двойной спирали Архимеда и круговая шкала, разделенная на 100 частей. Ось вращения сетки 2 служит стальной шарик диаметром 3 мм. Снизу сетка прижимается

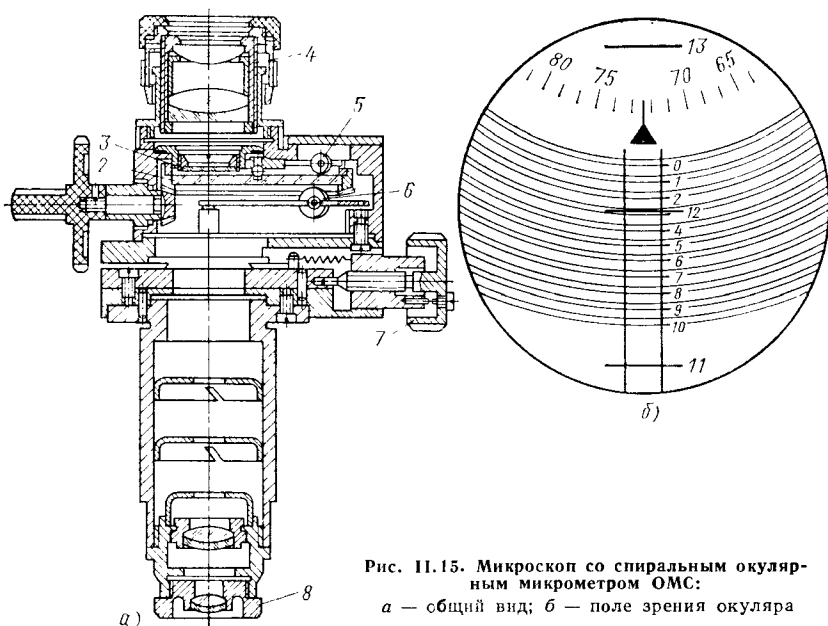


Рис. II.15. Микроскоп со спиральным окулярным микрометром ОМС:

а — общий вид; *б* — поле зрения окуляра

двумя подпружиненными роликами 6 к регулируемым роликам 5. Винтом 7 окуляр вместе с нониусным механизмом может перемещаться в поперечном направлении для настройки на нулевой отсчет.

Поле зрения окуляра показано на рис. II.15, *б*. Здесь длинные оцифрованные штрихи 11, 12, 13 представляют собой изображение миллиметровой шкалы, даваемое объективом микроскопа. При юстировке микроскопа изменением длины тубуса добиваются такого увеличения объекта, при котором расстояние между изображениями двух соседних миллиметровых штрихов равно расстоянию между первым и последним витками спирали. В этом случае цена одного витка спирали и цена одного деления неподвижной шкалы равна 0,1 мм, а цена малого деления круговой шкалы — 0,001 мм.

Для проведения отсчета необходимо поворотом маховичка 1 установить сетку 2 так, чтобы штрих миллиметровой шкалы,

находящейся в зоне витков, оказался точно посередине между линиями ближайшего к нему витка спирали. Индексом для отсчета миллиметров служит нулевой штрих неподвижной шкалы. На рис. 11.15, б штрих 12 прошел нулевой штрих шкалы десятых долей, а штрих 13 еще не дошел до него. Отсчет равен 12 мм плюс отрезок от штриха 12 до нулевого штриха. В данном случае число десятых в этом отрезке равно двум. Сотые и тысячные доли миллиметра отсчитывают по круговой шкале. Окончательно отсчет равен 12,2725 мм.

Преимуществом спирального микрометра по сравнению с винтовым является то, что зубчатая пара поворота сетки в спиральном микрометре не выполняет функции измерения.

Погрешности этого микрометра обуславливаются местными ошибками нанесения шкал и спирали, эксцентриситетом оси вращения подвижной сетки относительно центра спирали и возможным наклоном подвижной сетки.

Шкалы сеток наносятся на внутренних поверхностях для уменьшения влияния параллакса.

Максимально допустимую величину зазора между сетками можно определить по формуле

$$\Delta = \frac{p f'_{\text{ок}}}{1000},$$

где p — допустимое изменение степени сходимости лучей, которое можно принять равным 0,25 диоптрий; $f'_{\text{ок}}$ — фокусное расстояние окуляра, мм.

Вертикальные длиномеры ИЗВ-2 и ИЗВ-21 имеют те же основные характеристики, что и ИЗВ-1. В оптическую схему введены две призмы, позволяющие наклонить окуляр на угол 45° к вертикали. В этих длиномерах вместо демпфера применен механический регулятор скорости опускания измерительного стержня.

Перемещение длиномеров по стойкам обеспечивается направляющими типа ласточкина хвоста и реечным механизмом.

В комплект ИЗВ-2 и ИЗВ-21 входит центрировочный микроскоп. Он устанавливается на измерительном стержне и позволяет совместить выбранную точку изделия с линией измерения. Одновременно его можно использовать для бесконтактного измерения изделий по высоте.

В проекционном длиномере ИЗВ-3 изображение сеток и миллиметровой шкалы проецируется на экран, что облегчает работу с прибором.

Горизонтальные компараторы. Эта группа предназначена для точных измерений длин. Они построены по принципу продольного компаратора, в котором измеряемый отрезок и измерительный масштаб расположены последовательно и жестко связаны между собой.

В качестве примера рассмотрим **горизонтальный штриховой компаратор ИЗА-2**. Этот прибор имеет пределы измерения 0—

200 мм, цену деления основной шкалы 1 мм и цену деления спирального окулярного микрометра 0,001 мм. Возможен визуальный отсчет 0,0001 мм.

В силу присущих этому прибору высоких эксплуатационных и конструктивных качеств он имеет очень широкое применение.

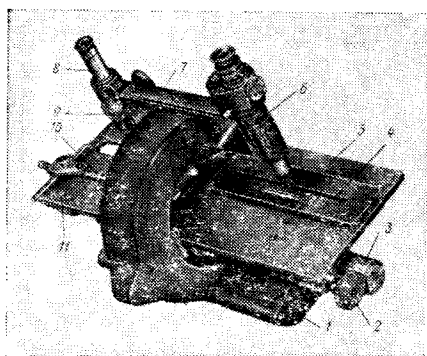


Рис. 11.16. Горизонтальный штриховой компаратор ИЗА-2

Общий вид прибора представлен на рис. 11.16. Он имеет следующие основные части: массивное основание 1, подвижные салазки 11, визирный 8 и отсчетный 6 микрокопы. На салазках закреплены измерительная миллиметровая шкала 4, термометр 5 и установочная планка 10. С помощью планки 10 измеряемый объект можно смещать в поперечном направлении, и, кроме того, планка с объектом может поворачиваться в небольших пределах.

Салазки 11 могут перемещаться на подшипниках по цилиндрической 3 и прямоугольной направляющим. Грубое перемещение салазок осуществляется от руки при открепленном стопорном винте, а точное — с помощью микрометрического винта 2 при зажатом стопоре.

Микрокопы укреплены неподвижно на траверсе 7, которая закрыта хромированным экраном 9 для уменьшения температурных влияний.

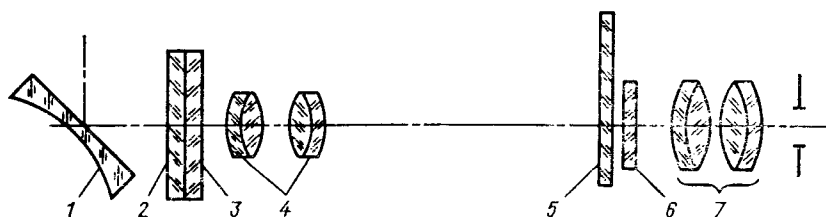


Рис. 11.17. Оптическая схема отсчетного микрокопа компаратора ИЗА-2

Визирный микрокоп 8 наводится на измеряемый объект с помощью кремальерного механизма. Возможно изменение увеличения этого микрокопа в пределах от $7\times$ до $10\times$ путем ввертывания или вывертывания объектива.

Отсчетный микрокоп 6 со спиральным окулярным микрометром всегда наведен на шкалу 4.

На рис. 11.17 приведена оптическая схема отсчетного микрокопа. Миллиметровая шкала 3, к которой приклеена защитная

пластинка 2, освещается с помощью зеркала 1. Матовая вогнутая поверхность зеркала используется при искусственном освещении, а плоская зеркальная поверхность — при рассеянном дневном свете.

Шкала наблюдается через отсчетный микроскоп, элементами которого являются объектив 4, сетки 5, 6 и окуляр 7 спирального окулярного микрометра.

Увеличение микроскопа $61,5\times$.

Погрешность измерения $\pm \left(0,9 + \frac{L}{300 - 4h}\right)$ мкм, где L — измеряемая длина, мм; h — высота плоскости измеряемого объекта над плоскостью шкалы компаратора, мм.

СФЕРОМЕТРЫ

Область техники, охватывающая методы измерения радиусов кривизны сферических поверхностей, называется *сферометрией*. Различают механические и оптические методы измерения радиусов кривизны.

Сферометрами называют приборы, предназначенные для измерения радиусов кривизны сферических поверхностей на основе измерения высоты шарового сегмента.

На рис. II.18 шаровой сегмент высотой h и радиусом r окружности основания имеет радиус кривизны R .

Из заштрихованного треугольника имеем

$$R = \frac{r^2 + h^2}{2h}. \quad (\text{II.32})$$

Из этой формулы следует, что точность определения радиуса кривизны зависит от ошибок измерения r и h .

После логарифмирования и дифференцирования зависимости (II.32) по переменным r и h получим

$$dR = \frac{r}{h} dr - \frac{r^2 + h^2}{2h^2} dh + dh. \quad (\text{II.33})$$

Формула (II.33) дает возможность оценить вероятную точность определения радиуса кривизны.

Если перейти к средним квадратическим ошибкам, то

$$\sigma_R = \pm \sqrt{\left(\frac{r}{h}\right)^2 \sigma_r^2 + \left(\frac{r^2 + h^2}{2h^2}\right)^2 \sigma_h^2},$$

где σ_R , σ_r и σ_h — средние квадратические ошибки измерения соответственно величин R , r и h .

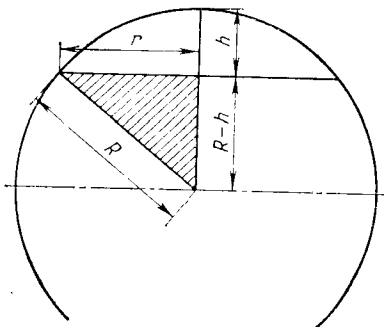


Рис. II.18. Принцип измерения радиуса кривизны линзы

Анализ этих формул показывает, что точность измерения радиуса кривизны данной поверхности в значительной степени зависит от правильного выбора радиуса r .

На рис. II.19 приведена принципиальная схема кольцевого сферометра типа ИЗС-7. Внутри массивного металлического корпуса 2 по точным направляющим может перемещаться измерительный стержень 5 с контактным шариком на верхнем конце. В прорези этого стержня закреплена миллиметровая стеклянная шкала, положение которой отсчитывается с помощью микроскопа 6.

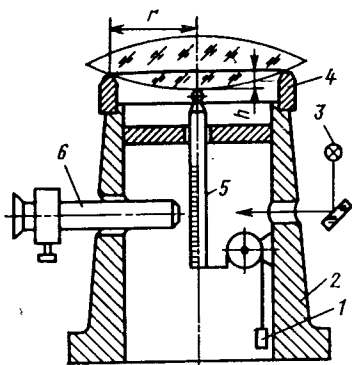


Рис. II.19. Принципиальная схема сферометра

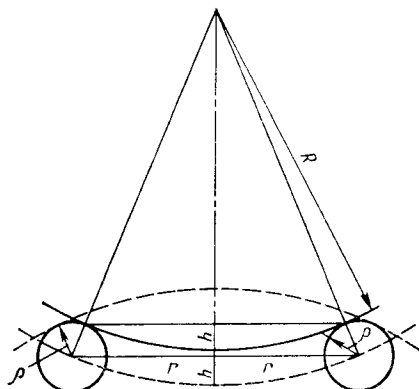


Рис. II.20. Измерительное кольцо сферометра ИЗС-7

Шкала освещается осветителем 3. Противовес 1 стремится поднять измерительный стержень вверх до соприкосновения шарика с измеряемой поверхностью линзы. На верхнюю часть сферометра насаживаются сменные стальные мерительные кольца 4.

При измерении радиусов кривизны выпуклых поверхностей последние опираются на внутреннее кольцо, а вогнутые поверхности — на наружное.

Методика определения радиусов кривизны сферы такова. На кольцо устанавливают плоскопараллельную пластинку и отсчитывают нулевое положение стержня, а затем, поместив на кольцо испытуемую сферическую поверхность, выполняют второй отсчет; разность отсчетов дает высоту шарового сегмента.

Кольцевой сферометр ИЗС-7 несколько отличается от рассмотренной принципиальной схемы сферометра. Измеряемая поверхность опирается на три шарика, которые закреплены в измерительном кольце под углом 120° друг к другу. Само кольцо устанавливается на три площадки верхней части корпуса сферометра. В комплект сферометра входят семь измерительных колец диаметром 12, 21, 30, 42, 60, 85 и 120 мм.

Радиусы шариков колец указываются в паспорте прибора. Кольца с шариками долговечнее обычных колец, так как по мере

износа поверхностей шариков их можно повернуть так, чтобы работали другие участки поверхности.

Формулы для подсчета радиусов кривизны примут в этом случае несколько иной вид (рис. II.20).

Для выпуклой сферы

$$(R + \rho)^2 = r^2 + (R + \rho - h)^2,$$

где r — радиус кольца; h — стрела кривизны; ρ — радиус шарика; R — радиус кривизны измеряемой поверхности. Преобразуя это выражение, получим

$$R = \frac{r^2 + h^2}{2h} - \rho. \quad (\text{II.34})$$

Аналогично для вогнутой сферической поверхности

$$R = \frac{r^2 + h^2}{2h} + \rho. \quad (\text{II.35})$$

Средняя квадратическая ошибка измерения радиуса кривизны может быть определена по формуле

$$\sigma_R = \pm \sqrt{\left(\frac{r}{h}\right)^2 \sigma_r^2 + \left(\frac{h^2 + r^2}{2h^2}\right)^2 \sigma_h^2 + \sigma_\rho^2}. \quad (\text{II.36})$$

Оптическая схема прибора состоит из осветителя для подсветки миллиметровой шкалы и отсчетного микроскопа со спиральным окулярным микрометром. Увеличение микроскопа $63\times$, цена деления спирального окулярного микрометра 0,001 мм. Пределы определяемых радиусов кривизны 10—1000 мм. Для удобства работы оптическая ось микроскопа наклонена под углом 45° с помощью полупентапризмы и прямоугольной призмы.

ГОСТ 11194—76 предусматривает выпуск кольцевых контактных сферометров двух типов:

ССО — стационарный с оптическим отсчетным устройством (деталь устанавливается на прибор, измерительное устройство оптическое);

СНО — накладной с оптическим отсчетным устройством (прибор устанавливается на деталь, измерительное устройство оптическое).

Кроме того, используют сферометр типа СНМ (измерительное устройство механическое, измерение ведется сравнением с образцовой сферой или с концевой мерой).

Промышленность выпускает указанные сферометры следующих типов: ИЗС-7, ИЗС-8 и ИЗС-9.

Основные параметры сферометров приведены в табл. II.4.

Параметры сферометров

Параметр	Тип сферометров		
	ССО	СНО	СНМ
Пределы измерения радиусов, мм	10—1000	80—40 000	80—40 000
Пределы отсчета по шкале, мм	0—30	0—30	0—1
Пределы допустимой основной погрешности в процентах от измеряемого радиуса при радиусах:			
от 10 до 37,5 мм	$\pm 0,07$	—	—
от 37,5 до 80 мм	$\pm 0,04$	—	—
от 80 до 750 мм	$\pm 0,04$	$\pm 0,04$	$\pm 0,08$
от 750 до 1000 мм	$\pm 0,04$	$\pm 0,05$	$\pm 0,10$
от 1000 до 5000 мм	—	$\pm 0,15$	$\pm 0,30$
от 5000 до 40 000 мм	—	$\pm 0,50$	$\pm 2,0$
Вариация показаний, мм	0,0003	0,0005	0,0005
Цена деления шкалы, мм	1	1	0,1
Цена деления шкалы отсчетного устройства, мм	0,001	0,001	0,001

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ МАШИНА ИЗМ-10м

Измерительные машины предназначены для точного измерения больших длин в машиностроении. Если при измерении больших длин использовать компараторный принцип Аббе, то станина машины должна быть минимум вдвое длиннее измеряемого предмета. В измерительных машинах измеряемый предмет и эталонная шкала параллельны, но благодаря рациональной компоновке оптических элементов машины ошибки первого порядка при измерениях отсутствуют. Имеется несколько типов измерительных машин, которые отличаются один от другого пределами измерений.

Отечественная промышленность выпускает измерительные машины следующих типов: ИЗМ-10м, ИЗМ-11 и ИЗМ-12.

Измерительные машины позволяют определять наружные и внутренние линейные размеры объектов как абсолютным, так и относительными методами. Модель ИЗМ-10м определяет наружные размеры объектов до 1000 мм.

Принципиальная схема машины модели ИЗМ-10м приведена на рис. 11.21. На массивной чугунной станине 11 по двум параллельным направляющим перемещается задняя бабка 2, несущая измерительный наконечник. Измерительный наконечник входит в пиноль и может смещаться в направлении оси измерения при вращении барабана винта 1 микроподачи.

Смещение бабки 2 осуществляется с помощью кремальберного механизма. Вместе с бабкой 2 смещаются осветитель 3 и левый коллиматор.

На передней бабке 6 помещены отсчетный микроскоп 7 и оптиметр 5 с измерительным наконечником. Эта бабка может смещаться в пределах 100 мм при вращении маховичка 8 и стопориться в нужном положении. При смещении бабки 6 смещается правый коллиматор.

Под бабками находится стальная дециметровая шкала 9, в которой имеются девять круглых отверстий 4 через каждые 100 мм. В эти отверстия вставлены стеклянные круглые пластинки с биштрихами (биссекторами). Под передней бабкой имеется стеклянная шкала 10 длиной 100 мм и ценой деления 0,1 мм. Расстояние от оси симметрии штрихов первой круглой пластинки

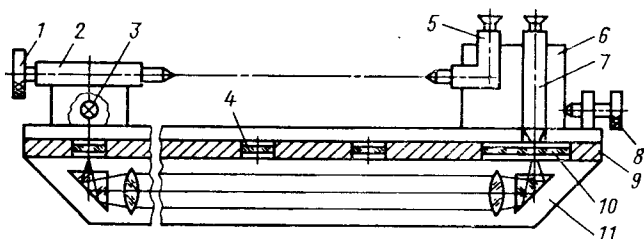


Рис. 11.21. Принципиальная схема измерительной машины

до нулевого штриха шкалы 10 выбрано из конструктивных соображений.

Измеряемое изделие укладывается на лунеты или предметный стол.

При установке машины в нулевое положение заднюю бабку помещают над правой (нулевой) пластинкой с биштрихом. Далее перемещают переднюю бабку до тех пор, пока нулевой штрих шкалы 10 не совпадет с серединой изображения нулевого биштриха. Затем с помощью микрометрического винта 1 приводят измерительные наконечники в соприкосновение друг с другом и устанавливают шкалу оптиметра на нулевой отсчет. После этого стопорный винт 2 пиноли закрепляют. Выполнив нулевую установку, можно приступать к измерениям.

Переднюю бабку отодвигают от задней, а заднюю совмещают с требуемым биштрихом дециметровой шкалы 9 (приблизительный размер объекта известен). Объект устанавливают на линию измерения с помощью лунетов или предметного стола и перемещают переднюю бабку до тех пор, пока измерительные наконечники обеих бабок не коснутся объекта. При этом необходимо следить, чтобы изображение шкалы оптиметра не выходило за пределы поля зрения. Пределы измерения с помощью оптиметра составляют $\pm 0,1$ мм. Затем, перемещая бабку 6, совмещают ближайшее деление шкалы 10 с изображением биштриха и снимают отсчеты. По номеру пластинки с биштрихом определяют число дециметров, по шкале 10 с помощью микроскопа снимают

отсчет с точностью до 0,1 мм, а по шкале оптиметра отсчитывают сотые и тысячные доли миллиметра.

При относительных измерениях сначала между наконечниками устанавливают образцовую меру, а затем — измеряемый объект. Разность отсчетов покажет отклонение размера объекта от номинала. Оптическая схема прибора состоит из осветителя, двух коллиматоров, установленных навстречу друг другу, отсчетного микроскопа и оптиметра. Биштрихи дециметровой шкалы 9 и шкала 10 находятся в фокальных плоскостях объективов кол-

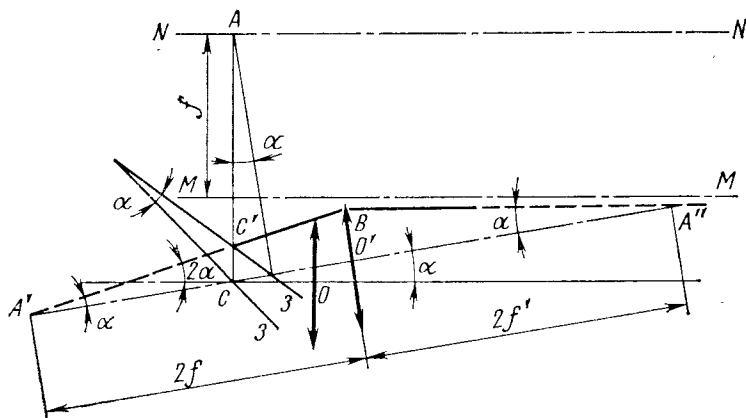


Рис. II.22. Схема определения ошибок измерительной машины

лиматоров. Между объективами коллиматоров идет параллельный пучок лучей, а поэтому при любом расстоянии между бабками биштрихи и шкала 10 находятся в сопряженных плоскостях.

Измерительная линия находится на фокусном расстоянии от дециметровой шкалы, а следовательно, на двойном фокусном расстоянии от объективов коллиматоров. Поэтому, например, перекосы задней бабки в вертикальной плоскости вокруг горизонтальной оси, проходящей через линию измерений, а также вокруг оси, проходящей через биштрихи, не приведут к появлению погрешностей первого порядка.

Допустим, что неточность направляющих вызвала поворот задней бабки вокруг оси, проходящей через точку A (рис. II.22).

Задняя бабка, зеркало 3 и объектив O повернутся на угол α как одно целое. Зеркало примет положение 3', а объектив — O'. Главная ось объектива также повернется на угол α . Точка A' является зеркальным изображением точки A при повернутом зеркале; NN — линия измерения; MM — направление дециметровой шкалы, которая находится в фокальной плоскости объектива.

При повороте зеркала на угол α луч C'B повернется на угол 2α .

Точка A' находится на двойном фокусном расстоянии от объектива O', и ее изображение получится в точке A''.

Углы $BA'O'$ и $BA''O'$ равны ввиду полной симметрии.

Угол $O'SO$ равен α . Если угол $BA''O'$ равен углу $O'SO$, то линия BA'' параллельна линии SO . Следовательно, поворот задней бабки не вызовет изменения направления хода лучей после объектива, а параллельное смещение лучей не внесет погрешности в отсчет.

Вторым, наиболее неприятным, случаем является поворот задней бабки в вертикальной плоскости вокруг горизонтальной оси, проходящей через дециметровую шкалу. Но и в данном случае при небольших углах поворота φ , когда $\sin \varphi \approx \tan \varphi$ и $\cos \varphi \approx 1$, погрешность измерения практически равна нулю.

Предельная погрешность измерения абсолютным методом при соблюдении температурного режима и учете поправок по аттестату шкалы при измеряемой длине L составляет

$$\pm \left(1 + \frac{L}{200}\right) \text{ мкм при } L < 100 \text{ мм};$$

$$\pm \left(1 + \frac{L}{100}\right) \text{ мкм при } L > 100 \text{ мм}.$$

КАТЕТОМЕТРЫ

Катетометром называется прибор, предназначенный для дистанционного измерения вертикальных отрезков на недоступных для непосредственного измерения объектах.

В машиностроении применяют катетометры типов КМ-6, КМ-8 и КМ-9, которые имеют различные пределы измерения.

В качестве примера рассмотрим схему катетометра КМ-6. Принцип работы прибора заключается в том, что зрительная труба, перемещаясь вертикально, последовательно наводится на крайние точки измеряемого объекта. Положение трубы фиксируется с помощью отсчетного устройства, и разность отсчетов даст величину измеряемого отрезка.

Оптическая схема прибора состоит из зрительной трубы, отсчетного микроскопа и осветителя (рис. II.23).

Зрительная труба катетометра состоит из объектива 10 с фокусирующей линзой 11, сетки 12 и окуляра 13. Продольным смещением отрицательной линзы 11 осуществляется перефокусировка трубы. Перед объективом могут быть установлены светофильтр 8 и насадочные сменные линзы 9, которые применяют при изменении расстояния до объекта измерения. Увеличение зрительной трубы с насадочными линзами 20,5; 12 и 8 $\times$.

Объектив 2 отсчетного микроскопа проецирует изображение штрихов миллиметровой шкалы 1 в плоскость масштабной сетки 14, которая находится в фокальной плоскости окуляра 15.

Осветительная часть предназначена для подсветки шкалы 1. Свет от лампочки 7 проходит конденсор 6, светофильтр 5 и, отразившись от зеркала 4, через светоделительную куб-призму 3 освещает шкалу 1.

Зрительная труба и отсчетный микроскоп смонтированы в одной каретке и, следовательно, перемещаются одновременно.

Масштабная (трансверсальная) сетка 14 разделена в вертикальном и горизонтальном направлениях на десять частей. Микроскоп юстируется так, чтобы между двумя штрихами миллиметровой шкалы точно укладывалось десять вертикальных интервалов шкалы на сетке. Каждому интервалу по вертикальному направлению соответствует одна десятая миллиметра, а по горизонтальному — одна сотая миллиметра. Угол наклона штрихов сетки

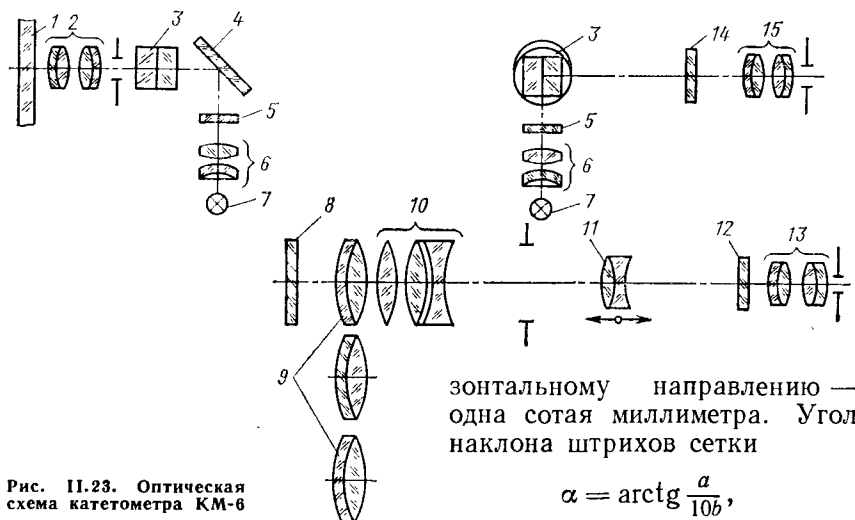


Рис. II.23. Оптическая схема катетометра КМ-6

где a — расстояние между изображениями штрихов шкалы; b — расстояние между крайними перпендикулярными к ним линиями сетки.

Микроны оцениваются на глаз в долях делений.

Вид масштабной сетки показан на рис. II.24, а. В приведенном примере отсчет равен 162,244 мм.

Общий вид прибора приведен на рис. II.24, б. Катетометр состоит из вертикального штатива 11, закрепленного на треножнике 13, измерительной каретки 4, зрительной трубы 8 и отсчетного микроскопа 5.

Колонка (штатив) 11 может поворачиваться вокруг вертикальной оси с помощью ручек 12 (грубо) и микрометрического винта 16 при закрепленном винте 15. В колонку вмонтирована основная миллиметровая шкала. Измерительную каретку 4 вместе с трубой 8 и микроскопом 5 можно перемещать по колонке вручную (при открепленном винте 3) и с помощью микрометрического маховичка 2 при закрепленном винте 3. Каретка уравновешена противовесом, который находится внутри колонки.

Треножник 13 прибора устанавливается в вертикальное положение с помощью кругового уровня 1 подъемными винтами 14.

Грубая наводка зрительной трубы осуществляется с помощью механического визиера, а фокусировка — вращением маховичка 9.

На зрительной трубе укреплен цилиндрический уровень 7, ось которого параллельна оси трубы. Установка уровня в горизонтальное положение выполняется микрометрическим винтом 10 при наблюдении в лупу 6.

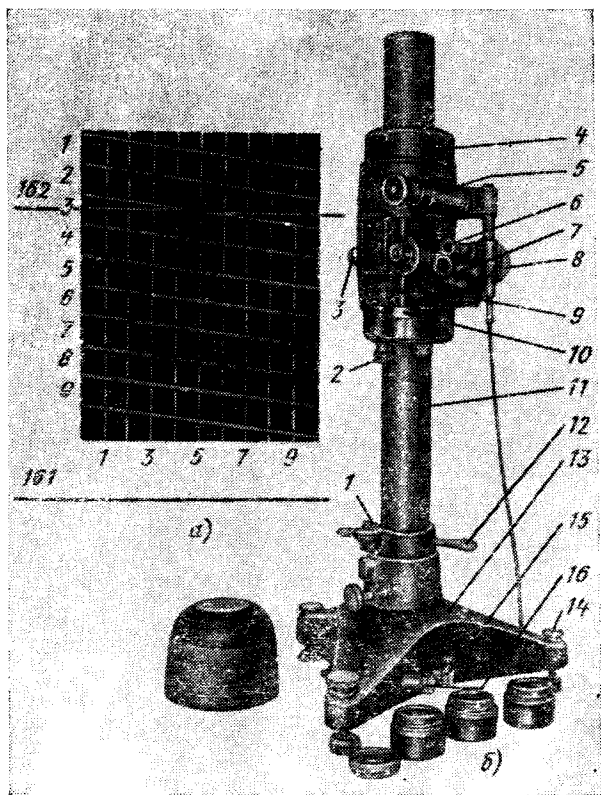


Рис. II.24. Катетометр КМ-6

Технические данные КМ-6

Цена деления уровня	17—25" на 2 мм
Увеличение отсчетного микроскопа	62,5×
Диоптрийная наводка окуляра микроскопа	В пределах ± 5 диоптрий
Предел измерения катетометра по вертикали, мм	200
Погрешность отсчета по сетке микроскопа, мм	0,0015
Предельная погрешность измерения вертикальных отрезков при расстояниях до объектива 140—969 мм	± (0,006 ÷ 0,021) мм

Существенным отличием катетометра КМ-8 от катетометра КМ-6 являются сведение в поле зрения одного окуляра наблю-

даемых одновременно изображений измеряемого объекта, штрихов миллиметровой шкалы, пузырька цилиндрического уровня, и различные пределы измерения.

В остальном конструкция катетометра КМ-8 аналогична конструкции прибора КМ-6.

В катетометре КМ-9, как и в КМ-8, изображения измеряемого объекта, штрихов миллиметровой шкалы и пузырька цилиндрического уровня наблюдают в поле зрения одного окуляра. Однако окуляр, находящийся в верхней части прибора, не участвует в движении измерительной каретки.

§ 4. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВ

Существует много методов и приборов для угловых измерений. К наиболее точным приборам этой группы относятся оптико-механические приборы, например оптические угломеры, уровни, гониометры, автоколлимационные индикаторы, оптические делительные головки и столы, теодолиты, буссоли, стереотрубы, панорамы и т. д.

Здесь мы остановимся лишь на рассмотрении принципов устройства гониометров и оптической делительной головки.

Применяется несколько систем угловых величин, которые различаются числом угловых единиц, заключенных во всей окружности. Наиболее распространена в приборостроении градусная система, при которой окружность разделена на 360° , каждый градус делится на $60'$, а минута — на $60''$.

Определенные преимущества имеет градовая система, в которой окружность соответствует 400 градам, градус — 100 градовым минутам, а градовая минута — 100 градовым секундам.

Большинство углоизмерительных приборов имеет круговые шкалы (лимбы), по которым выполняется отсчет угловых величин. Отсчеты снимаются относительно индекса, нониуса или отсчетной шкалы. Шкалы наносятся на металле, стекле, пластмассах. Отсчеты по шкалам снимаются невооруженным глазом или с помощью лупы и микроскопа.

На точность угломерного устройства влияют неравномерность делений шкалы, интервал деления, толщина штрихов, высота штрихов, материал лимба, эксцентриситет лимба и ряд других факторов.

При выборе параметров шкалы и установке допусков на точность ее изготовления следует помнить о разрешающей способности глаза. Известно, что точность нониального совмещения штрихов с помощью невооруженного глаза равна $10''$. Эта величина и является основным критерием при установке допусков на элементы шкалы. Если при снятии отсчета применяется дополнительная оптическая система, то разрешаемый глазом угол ε уменьшается до величины $\varepsilon = 10''/\Gamma$, где Γ — увеличение оптической системы.

Нониусы (верньеры) служат для более точного, чем на глаз, отсчета дробной части деления основной шкалы.

Точностью нониуса K называется разность между ценой наименьшего деления лимба l и ценой деления нониуса t . Величина K определяется соотношением

$$K = \frac{l}{n},$$

где n — число делений нониуса.

В приборах, отсчет по шкалам которых должен сниматься быстро, применять нониусы не рекомендуется.

Практикой установлено, что если видимое расстояние между штрихами основной шкалы составляет примерно 1,5—2 мм, то возможна оценка на глаз долей интервала с точностью до 0,1 деления шкалы. Рекомендуется, чтобы промежутки между ближайшими делениями шкалы были не меньше двух- или трехкратной ширины штрихов.

Для исключения ошибки от эксцентриситета лимба в точных углоизмерительных устройствах отсчет по лимбу следует брать одновременно с двух диаметрально противоположных его участков. При этом число градусов и минут обычно снимается по одному нониусу, а секунды — по двум нониусам и берется их среднее арифметическое значение.

Стеклянные лимбы рекомендуется изготавливать из стекол марок БК-5, БК-6, БК-10, К-8. Для круговых шкал, гравированных на металле, применяют латунь, коррозионно-стойкую сталь, инвар, нейзильбер, серебро, дюралюминий (твердый и отожженный) и др. Подробные сведения об элементах конструкции углоизмерительных приборов можно найти в специальных источниках [19].

ГОНИОМЕТРЫ

Гониометром называют точный оптико-механический прибор, служащий для измерения углов и пирамидальности призм, углов оптических клиньев, измерения показателя преломления, углов отклонения луча призмой и т. д.

Если гониометр помимо углов позволяет определять и показатель преломления испытуемого вещества, то его иногда называют гониометром-спектрометром. Основными частями современного гониометра являются стеклянный лимб, предметный столик, коллиматор, зрительная труба и отсчетное устройство. Условно, в зависимости от точности отсчетного устройства, гониометры подразделяют на малые, средние и большие. Гониометры, позволяющие получить непосредственные отсчеты от 1' до 10", называют малыми, от 10" до 5" — средними, от 5" до 1" — большими. Наша промышленность выпускает в основном гониометры с точностью показаний 30, 10, 5 и 1".

Гониометры позволяют измерять углы двумя способами — коллимационным и автоколлимационным. Первый способ применим, если объект измерения прозрачный, а второй пригоден и в случае непрозрачного объекта.

На рис. II.25 представлена принципиальная схема гониометра. Отсчеты по лимбу 5 снимаются с помощью двух диаметрально расположенных нониусов 2 и 4. Через центр лимба проходит ось вращающегося столика 3, на котором устанавливается объект измерения (например, призма). Коллиматор 1 посылает параллельный пучок лучей на призму, которая отклоняет их к своему основанию. В фокальной плоскости коллиматора имеется раздвижная симметричная щель. Ось вращения автоколлимационной трубы 6 совпадает с осью вращения столика 3.

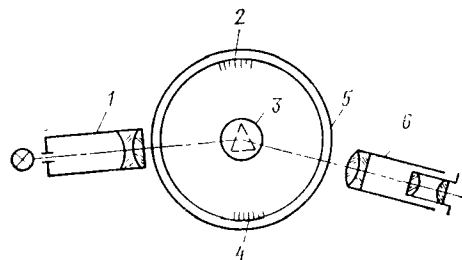


Рис. II.25. Принципиальная схема гониометра

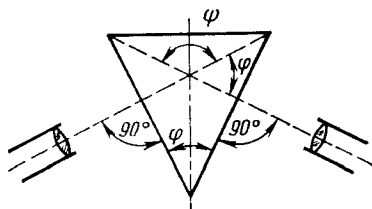


Рис. II.26. Автоколлимационный метод измерения угла призмы

ломляющего угла призмы показан на рис. II.26. Испытуемую призму устанавливают на столике так, чтобы ее преломляющее ребро было параллельно оси гониометра. Это условие будет выполнено, если обе грани призмы, образующие преломляющий угол, будут перпендикулярны оптической оси трубы, что проверяется автоколлимационным путем.

На рис. II.26 приведена автоколлимационная схема определения преломляющего угла φ призмы. Призму располагают на столике и выверяют ее положение. Сначала автоколлимационным путем трубу устанавливают перпендикулярно одной из граней и снимают отсчет по лимбу. Затем трубу поворачивают так, чтобы ее оптическая ось была перпендикулярна второй грани призмы, и снимают второй отсчет. Разность отсчетов даст угол ψ , а искомый преломляющий угол

$$\varphi = 180 - \psi. \quad (\text{II.37})$$

На рис. II.27 представлена схема, поясняющая метод определения показателя преломления материала призмы, преломляющий угол которой известен. Автоколлимационным путем ось трубы устанавливают перпендикулярно к выходной грани призмы и, скрепив столик с трубой, вращают их до тех пор, пока не совместят перекрестие трубы с изображением щели коллиматора. При этом снимают отсчет. Второй отчет получают при непосред-

ственной наводке трубы на щель при снятой призме. Величина n определяется из соотношения

$$n = \frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{\sin (\psi + i')}{\sin i'}, \quad (\text{II.38})$$

где ψ — угол отклонения луча призмой; i и i' — соответственно угол падения и преломления.

Оптическая схема гониометра ГС-10 приведена на рис. II.28, а. Коллиматор 18 и зрительная труба 17 имеют одинаковые телеобъективы, фокусируемые перемещением компонентов 16 и 19. В фокальной плоскости объектива коллиматора установлена

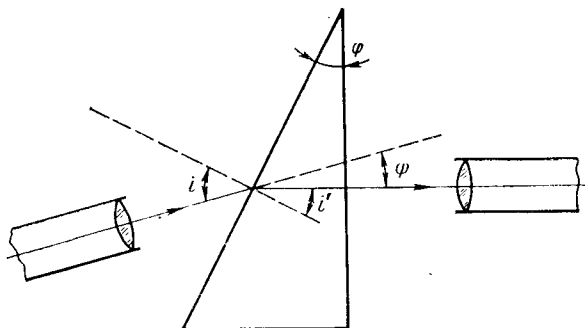


Рис. II.27. Определение показателя преломления призмы

регулируемая щель, освещаемая монохроматическим светом. Автоколлимационный окуляр 15 сменный.

Отсчетная система прибора состоит из осветительной и проекционной частей. Лампочка 1 через зеленый светофильтр и призму 4 освещает участок лимба 3. Освещенные штрихи лимба проецируются объективом 5 через призмы 2 и 6 на диаметрально противоположный участок лимба в перевернутом виде (рис. II.28, б).

Объектив 8 через призмы 7, 12 и 10 дает изображение рядом расположенных штрихов обоих участков лимба в плоскости диафрагмы поля зрения, нанесенной на выходной грани призмы 10 и рассматриваемой через призмы 11 и 14 в отсчетный микроскоп 13. Между призмами 12 и 10 помещены две пары клиньев оптического микрометра 9.

При перемещении клиньев вдоль оптической оси изображения противоположных участков лимба смещаются поперек оптической оси и в противоположных направлениях. Каждое последующее совмещение штрихов обоих изображений лимба происходит при повороте лимба на $10'$, хотя он разделен на двадцатиминутные интервалы, что объясняется движением обоих изображений в разные стороны с одинаковой скоростью.

Шкала компенсатора нанесена на стеклянную пластинку и имеет 600 делений. Она механически связана с одним из клиньев, причем взаимному перемещению изображений лимба на $10'$

соответствует полное перемещение шкалы. Таким образом, цена одного деления микрометра равна $1''$.

Изображение делений лимба и шкала компенсатора (цена деления $10'$) расположены в одной плоскости и рассматриваются через отсчетный микроскоп (рис. II.28, б). Число градусов определяется по прямому изображению лимба. Число десятков минут определяется по числу интервалов между оцифрованными гра-

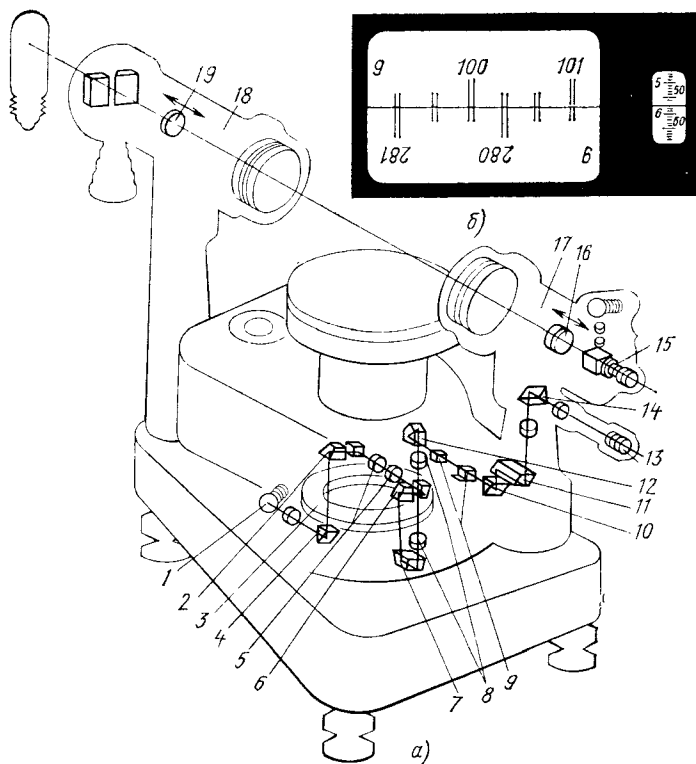


Рис. II.28. Оптическая схема гониометра ГС-10

дусными делениями, различающимися на 180° (в данном примере 100 и 280°).

Единицы минут и секунды отсчитываются по шкале компенсатора и риску в малом окне. На рис. II.28, б полный отсчет составляет $109^\circ 15' 57''$. Перед отсчетом, перемещая клинья (а следовательно, и шкалу микрометра), необходимо совместить изображения прямых и обратных штрихов лимба.

Зрительная труба имеет набор сменных окуляров 15. Конструкция гониометра позволяет превращать зрительную трубу в коллиматор и, наоборот, коллиматор — в зрительную трубу или автоколлиматор.

В комплект прибора входят обыкновенный окуляр ($f' = 9,8$ мм), автоколлимационный окуляр с куб-призмой ($f' = 9,8$ мм), автоколлимационный окуляр Аббе ($f' = 15,3$ мм), револьверная головка с точечными диафрагмами и механическая раздвижная щель.

В качестве примера конструктивного оформления на рис. II.29 представлен автоколлимационный окуляр с куб-призмой. Он состоит из двух склеенных прямоугольных призм 1 и 2, гипотенузная грань одной из которых полупрозрачна, сеток 3 и 5, лампочки подсветки 6, светофильтра 7 и окуляра 4.

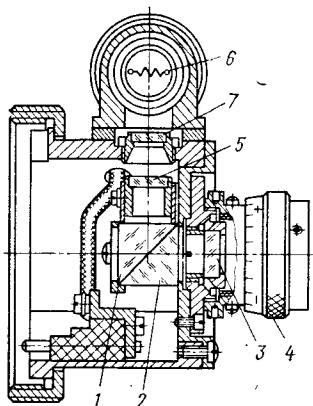


Рис. II.29. Автоколлимационный окуляр с куб-призмой

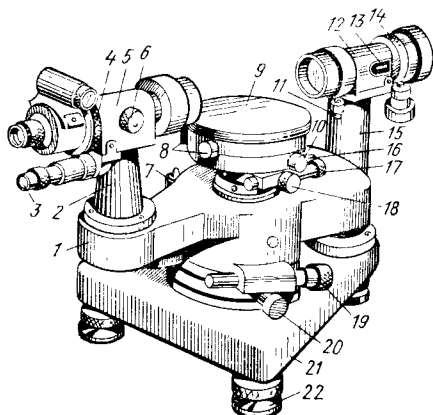


Рис. II.30. Гониометр ГС-10

Общий вид гониометра ГС-10 показан на рис. II.30. Основание 21 покоится на трех подъемных винтах 22, предназначенных для установки прибора в горизонтальное положение по уровню 16. Коллиматор 12 установлен на колонке 15, прикрепленной неподвижно к основанию. На колонке 2 расположена зрительная труба 5, которую можно вращать вместе с алидадой 1 вокруг вертикальной оси прибора вручную и с помощью микрометрического винта 19 после закрепления алидады винтом 20. Внутренняя фокусировка трубы и коллиматора осуществляется при помощи трибок 6. Положение фокусирующих линз телескопических объективов трубы и коллиматора отсчитывается по шкалам 13. Крепление сменных окуляров и щели осуществляется с помощью одинаковых зажимных колец 4 и 14.

Столик прибора 9 установлен на верхней части вертикальной оси основания прибора. Его можно вращать вручную и закреплять винтом 10 в любом положении. Кроме того, столик может вращаться совместно с лимбом при неподвижной зрительной трубе, а также совместно с лимбом и трубой.

Микрометрическая наводка столика по горизонту осуществляется винтом 17 при закреплённом винте 18. Для горизонтирования столика предназначены винты 8.

Совместное или раздельное вращение лимба и алидады осуществляется с помощью механизма 7.

Винт 11 предназначен для юстировки коллиматора по вертикали. Фокусное расстояние объектива трубы 250 мм. Увеличение микроскопа 3 составляет $75\times$.

Каждое измерение угла на гониометре сопровождается случайными ошибками, как, например, ошибкой совмещения автоколлимационного (или коллимационного) изображения перекрестия с сеткой нитей окуляра, называемой ошибкой наведения σ_n ; ошибкой совмещения штрихов лимба с оптическим микрометром отсчетного микроскопа σ_c и ошибкой установки σ_y контролируемой детали на столе гониометра. Таким образом, суммарную ошибку σ_α измерения угла находят по формуле

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_c^2 + \sigma_y^2}. \quad (\text{II.39})$$

ОПТИЧЕСКАЯ ДЕЛИТЕЛЬНАЯ ГОЛОВКА ОДГ-60

Оптические делительные головки предназначены для деления различных деталей, закрепленных на ее шпинделе, на любые части по окружности, для точного поворота изделия на определенный угол, а также для использования в качестве приспособления на фрезерных, сверлильных и делительных станках.

Выпускаемые отечественной промышленностью оптические делительные головки ОДГ-60, ОДГ-30, ОДГ-10, ОДГ-10А, ОДГ-5, ОДГ-2 и с экраном ОДГ-30-Э, ОДГ-5-Э, ОДГ-2-Э различаются между собой главным образом ценой деления отсчетных устройств.

Общими характеристиками для всех ОДГ являются:

Цена деления лимба, град	1
Предел поворота оси шпинделя в вертикальной плоскости, град	90
Предел измерения, град	360
Высота центров, мм	130

Цена деления отсчетного устройства у ОДГ-60 составляет $1'$, у ОДГ-30 и ОДГ-30-Э — $30''$, у ОДГ-10 и ОДГ-10А — $10''$, у ОДГ-5 и ОДГ-5-Э — $5''$ и у ОДГ-2 и ОДГ-2-Э — $2''$.

На рис. II. 31, а приведена оптическая схема головки ОДГ-60.

Принцип действия головки основан на совместном повороте ее шпинделя, испытуемого объекта и закрепленного на шпинделе стеклянного лимба. Угол поворота лимба отсчитывается с помощью микроскопа.

Объект измерения 1 крепится на шпинделе 4, который поворачивается с помощью червячной пары 2—3. Червячная пара является только поворотным механизмом и на точность измерения не оказывает влияния. На шпинделе закреплены стеклянный лимб 6, шкала которого имеет деления ценой 1° , и зеркало 5. Свет от лампы 13 типа МН-15 проходит зеленый светофильтр 14, отражается от зеркала 15 и освещает лимб 6. Отразившись от зеркала 5, свет входит в первый компонент 7 объектива отсчетного

микроскопа, отклоняется призмой 8 на 90° , проходит второй компонент 9 объектива и в плоскости сетки 10 дает изображение шкалы лимба 6. На сетке 10 нанесена минутная шкала (рис. II.31, б). Полный интервал этой шкалы должен соответствовать изображению в плоскости сетки одного градусного деления шкалы лимба. При юстировке прибора это совпадение можно обеспечить путем изменения расстояния между компонентами 7 и 9 объектива микроскопа.

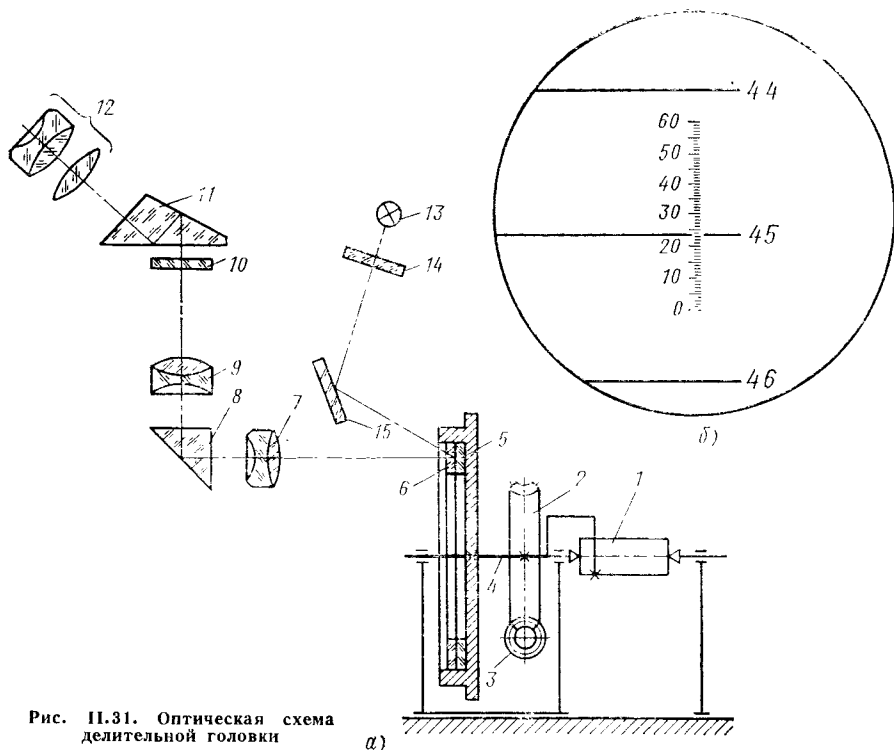


Рис. II.31. Оптическая схема делительной головки

Отсчет по шкале на рис. II.31, б составляет $45^\circ 23' 30''$.

Сетка 10 рассматривается в окуляр 12.

Для удобства работы осуществлен излом оптической оси микроскопа на 45° с помощью призмы 11 типа БУ-45. Увеличение отсчетного микроскопа $60\times$. Гарантированная точность оптической делительной головки при измерительных работах $20''$.

На рис. II.32 представлен общий вид делительной головки. В основании 1 помещен поворотный корпус 3, несущий шпиндель 2. Посадочным отверстием шпинделя является конус Морзе № 4. Ось шпинделя может быть установлена под углом от 0 до 90° относительно опорной плоскости основания. Шпиндель поворачивается вокруг своей оси с помощью маховика 7. Для быстрого

поворота шпинделя червяк можно вывести из зацепления с червячным колесом поворотом рычага 6, который имеет два фиксированных положения.

При изменении положения рычага 6 поворачивается эксцентриковый подшипник, в котором лежит ось червяка, и последний выходит из зацепления. В заданном положении шпиндель может

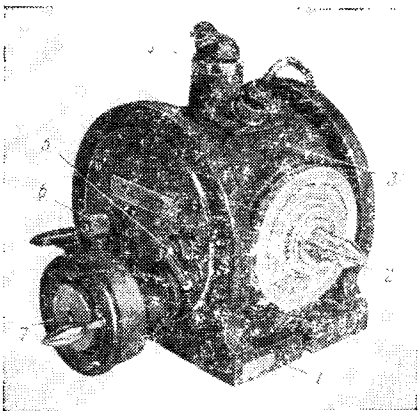


Рис. 11.32. Делительная головка ОДГ-60

быть закреплен с помощью тормозного приспособления 5. Окулярная головка 4 микроскопа может поворачиваться на 360° , что позволяет устанавливать ее в наиболее удобном для работы положении.

Кроме оптических делительных головок, наша промышленность выпускает оптические делительные столы. Столы являются точными оптическими приборами, предназначенными для угловых измерений или поворотов на требуемые углы изделий, которые из-за своей массы, формы и размеров не могут быть установлены в центрах или на оправках.

Оптический делительный стол может служить также приспособлением к прецизионным станкам для точной разметки изделий по окружности на заданные интервалы. Например, отечественный оптический делительный стол типа ОДС-2 допускает нагрузку в 50 Н и имеет установочную платформу диаметром 400 мм. Предельная ошибка измерения углов с помощью этого стола равна $5''$ при цене деления шкалы микрометра $1''$. Оптическая схема стола обеспечивает снятие отсчетов с диаметрально противоположных концов стеклянного лимба, что приводит к исключению ошибки от эксцентриситета лимба.

§ 5. ПРОЕКЦИОННЫЕ ПРИБОРЫ

ПРОЕКЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Проекционные оптические системы служат для получения на плоскости (экране) увеличенных изображений предметов. Группа проекционных приборов очень обширна. В нее, в частности, входят кинопроекционные аппараты, проекционные приборы для учебных целей, проекционные измерительные приборы, приборы микропроекции, фотоувеличители и др.

Оптическая система проекционного прибора состоит из двух частей: осветительной, которая собирает лучи источника света, и проекционной, дающей изображение предмета.

Мощность проекционного прибора определяется возможным увеличением объекта проекции при достаточном освещении экрана.

Проекционные методы делят на *диаскопические* и *эпископические*. Совмещение обоих методов в одном приборе дает *эллидапроекцию*.

В диаскопических приборах предмет проецируется лучами, проходящими сквозь него. В эпископических приборах непрозрачный предмет проецируется в отраженных лучах.

Проекционные приборы особенно удобны при контроле объектов сложной конфигурации. При контроле контур объекта измерения сливается с теоретическим контуром, нанесенным на экран. Теоретический контур выполняется в масштабе, равном увеличению проектора. Контур иногда вычерчивается двойным с учетом допустимых отклонений размеров объекта от номинала.

Возможно также определение отдельных линейных или угловых размеров изображения объекта на экране. При этом используются микрометрические винты, перемещающие столик с объектом, или измерения проводят непосредственно на экране. Для повышения точности измерений желательно, чтобы проектор имел большое увеличение. Но при большом увеличении ухудшается качество проекционного изображения, а поэтому увеличение измерительных проекторов лежит в пределах 10—300×.

К качеству проекционной оптики предъявляются высокие требования. Проекционные объективы хорошо исправляются на дисторсию и астигматизм. Размер тела накала источника света желательно иметь возможно меньшим, так как от этого зависит резкость изображения объекта. В качестве источников света применяют специальные интенсивные лампы накаливания.

Наиболее удачными следует считать лампы СЦ-62 (12 В, 100 Вт) с телом накала в виде конуса; СЦ-61 (8 В, 20 Вт) с телом накала в виде цилиндра; кинопроекционные лампы К-8 (12 В, 30 Вт) или К-10 (12 В, 50 Вт).

Большие потери света в проекторах заставляют применять мощные источники света. Тепло, излучаемое этими источниками, попадая на измеряемый объект и нагревая его, может изменять размеры последнего. Во избежание температурных погрешностей источник света располагают на достаточно большом расстоянии от измеряемого объекта. Иногда между источником света и оптической системой помещают теплофильтр.

По конструкции проекторы можно разбить на три группы. Первая, основная, группа проекторов общего назначения служит для контроля размеров разнообразных деталей различных изделий. Ко второй группе относятся проекторы для часовой промышленности специализированного типа. Третью группу составляют проекторы для массового контроля однотипных деталей.

На рис. П.33 приведена принципиальная схема измерительного проектора. Свет от лампы 1, находящейся в передней фокальной плоскости конденсора 2, параллельным пучком освещает

объект и входит в объектив 3. В задней фокальной плоскости объектива установлена диафрагма 4, создающая телецентрический ход лучей. Такой ход лучей уменьшает погрешность увеличения при различном положении предмета относительно объектива.

Изображение I' получается на расстоянии L от задней фокальной плоскости объектива. Увеличение β изображения предмета определяется по формуле

$$\beta = \frac{L}{f'_1}.$$

При выборе увеличения следует учитывать точность выполнения контрольного чертежа и не делать увеличение необоснованно большим.

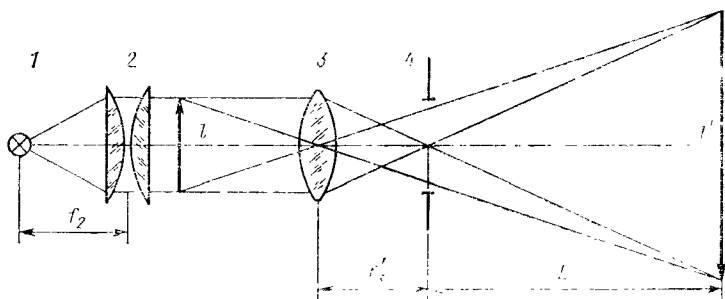


Рис. 11.33. Принципиальная схема проектора

Разрешающая способность проектора равна $1/N$, где N — число раздельно видимых линий на 1 мм. Разрешаемый системой угол определяется соотношением

$$\gamma = \frac{\beta}{ND}, \quad (11.40)$$

где D — расстояние наилучшего видения; β — увеличение проектора.

Считая, что для глаза $\gamma = 0,0003$ (I') и $D = 250$ мм, требование к разрешающей способности оптической системы проектора можно выразить следующим образом:

$$N = \frac{\beta}{\gamma D} = \frac{\beta}{0,0003 \cdot 250} = \frac{\beta}{0,075}. \quad (11.41)$$

Освещенность экрана проектора может быть определена по формуле

$$E = \pi \tau K L_0 \frac{\sin^2 u}{\beta^2}, \quad (11.42)$$

где τ — коэффициент пропускания оптической системы; K — коэффициент заполнения светом входного зрачка объектива; L_0 — яркость источника; β — увеличение проектора; u — апертурный угол объектива.

Коэффициент τ определяется по известной формуле

$$\tau = 0,99^l \cdot 0,96^{N_1} \cdot 0,95^{N_2} \cdot 0,94^{N_3},$$

где l — длина хода луча в стекле; N_1 — число преломлений на границе воздух—крон; N_2 — число преломлений на границе воздух—флинт; N_3 — число отражающих зеркальных поверхностей.

Рекомендуется, чтобы освещенность экрана была в пределах от 70 до 100 лк.

Экраны выполняются как прозрачными, так и непрозрачными.

БОЛЬШОЙ ПРОЕКТОР БП

Большой проектор предназначен для контроля плоских и объемных деталей сложной конфигурации. Этот прибор позволяет выполнять измерения как диаскопическим, так и эпископическим методом. Большой проектор в основном предназначен для определения линейных и угловых размеров деталей. Прибор позволяет также контролировать разметку на металле детали, которую следует изготовить.

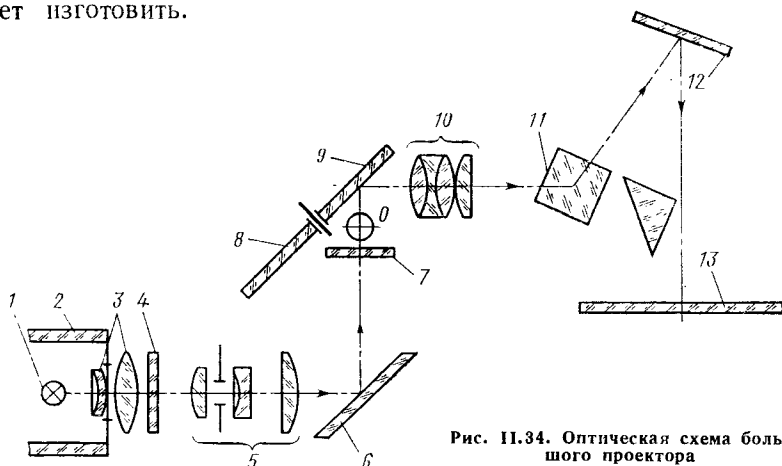


Рис. 11.34. Оптическая схема большого проектора

На рис. 11.34 представлена оптическая схема проектора для работы в проходящем снизу свете.

Свет от лампы 1 (СЦ-62) через линзы 3 постоянного конденсора и теплофильтр 4 проходит линзы сменного конденсора 5. Нить лампы накаливания 1 проецируется в плоскость ирисовой диафрагмы конденсора 5. Далее свет зеркалом 6 направляется на предметное стекло 7, на котором установлен измеряемый объект O . Лучи света отражаются зеркалом 9 и поступают в объектив 10, который при помощи призмы 11 и главного зеркала 12 проецирует изображение объекта измерения на экран 13. Лампа 1 находится в кожухе 2, изготовленном из цветного стекла. Диаметр главного зеркала 12 равен 310 мм, а диаметр экрана 600 мм. Прибор имеет три сменных объектива с увеличением 10, 20 и 50 $\times$.

При установке других объективов меняются и сменные конденсоры 5, которые размещены в револьверном устройстве. Каждый из трех конденсоров 5 работает с одним из трех объективов 10. Ирисовая диафрагма сменных конденсоров находится в фокальной плоскости следующей за ней части конденсора 5, а поэтому измеряемый объект освещается телецентрическим пучком света.

Главное зеркало 12 изготовлено из оптического стекла, передняя поверхность которого алюминирована.

При работе в отраженном свете на месте зеркала 9 устанавливают полупрозрачное зеркало 8, над которым помещают осветительный фонарь. В этом случае лучи от лампы проходят через полупрозрачное зеркало 8, отражаются от поверхности объекта и, отразившись от зеркала 8, направляются в объектив 10. Зеркала 8 и 9 закреплены в револьверном диске.

Прибор может работать в проходящем свете при боковом освещении. В этом случае осветитель размещают вертикально, и параллельный пучок лучей, отра-

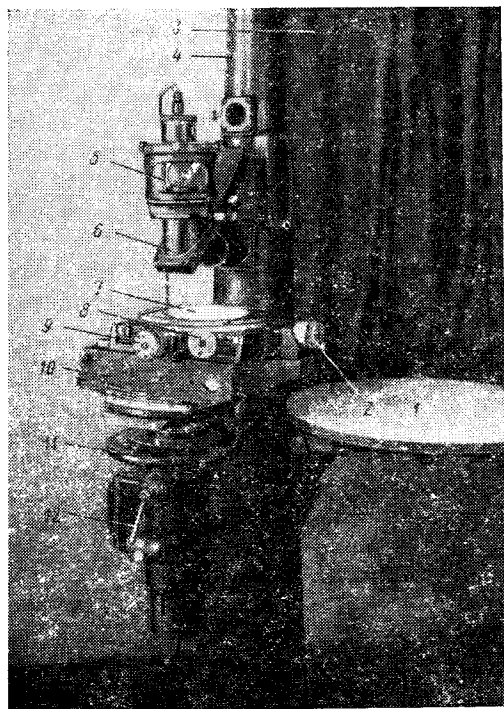


Рис. 11.35. Большой проектор

жившись от зеркала, установленного под углом в 45° , освещает объект измерения и направляется в объектив 10.

Объект измерения в зависимости от метода измерения закрепляется в центрах, на предметном стекле или на V-образных подставках.

Если желательно иметь увеличение проектора более $50\times$, то можно использовать вертикальный экран, удаленный от проектора. При этом положение осветителя будет такое же, как и при освещении снизу, но убирается призма 11, и свет после объектива 10 непосредственно попадает на вертикальный экран.

На рис. 11.35 представлен общий вид прибора.

На массивной чугунной тумбе 4 укреплен корпус 10 измерительного стола. Стол перемещается в вертикальном направлении

с помощью винтового механизма при повороте маховика 11 и закрепляется в нужном положении рукояткой 12. Корпус стола можно наклонять в пределах $\pm 20^\circ$, угол поворота отсчитывается по шкале.

На корпусе стола закреплен круглый стол 7, который может поворачиваться на 360° с помощью рукоятки 8, а также смещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью микрометрических винтов 2 и 9. Углы поворота стола отсчитываются с помощью нониуса с ценой деления $3'$. Микрометрические винты обеспечивают смещение стола до 25 мм с точностью отсчета по шкалам на барабанах 0,005 мм.

Салазки стола перемещаются на шариках по направляющим. Возвратное движение стола осуществляется пружинами, которые прижимают опорные площадки стола к торцам микровинтов. При обратном перемещении стола движение его замедляется с помощью амортизаторов. Для увеличения диапазона смещения стола между его опорными площадками и торцами микровинтов устанавливают концевые плитки длиной 125 и 25 мм. Таким образом, общее перемещение салазок в продольном направлении равно 150 мм, а в поперечном — 50 мм.

Круглый стол имеет Т-образные пазы для закрепления бабки с центрами.

В середине тумбы 4 имеется патрубок 6, где устанавливаются сменные объективы и револьверное устройство со сменными зеркалами.

На рис. II.35 осветитель 5 занимает положение для работы в отраженном свете. В верхней части тумбы 4 имеется кронштейн для крепления главного зеркала и шторки 3, предназначенной для затемнения экрана 1. Лампа осветителя 5 юстируется относительно оптической системы прибора при помощи регулировочных винтов и маленького коллиматора, устанавливаемого на предметном стекле в середине светового пятна. На матовом стекле коллиматора, которое помещено в фокальной плоскости его объектива, должны резко проецироваться края ирисовой диафрагмы конденсора и нить лампы. Изображение нити лампы должно находиться в центре изображения диафрагмы. Погрешность увеличения проектора можно устранить продольным смещением объектива.

Для проверки увеличения на предметное стекло устанавливают точную стеклянную шкалу и замеряют расстояние между изображениями на экране двух штрихов этой шкалы. Отношение линейного интервала между изображениями штрихов на экране к соответствующему интервалу на шкале даст увеличение прибора.

Предельные погрешности при измерении длин координатным методом определяются по формулам (в мкм):

а) в продольном направлении

$$\Delta L = \pm \left(2,5 + K + \frac{3L}{200} + \frac{HL}{3000} \right);$$

б) в поперечном направлении

$$\Delta L = \pm \left(2,5 + K + \frac{9L}{200} + \frac{HL}{1000} \right);$$

в) при измерении длин теньвым методом (сравнением с образцовым чертежом на экране или со штриховой линейкой)

$$\Delta L = \pm \left(\frac{150}{\beta} + K + \frac{L}{2} \right) \text{ мкм};$$

г) для угловых измерений (в рад)

$$\Delta \alpha = \pm \left(0,2 + \frac{H}{\beta l} \right),$$

где L — измеряемая длина, мм; H — высота измеряемого объекта от поверхности стола, мм; K — коэффициент, учитывающий качество чистоты кромки измеряемого объекта ($K = 1 \div 5$); β — увеличение прибора; l — длина стороны измеряемого угла, мм.

На экране прибора нанесены две взаимно перпендикулярные линии, которые используются при координатном методе измерения длин.

Направление линий соответствует направлению хода салазок стола.

На проекторе можно устанавливать объекты длиной до 330 мм и диаметром до 150 мм.

ПРОЕКТОР МАССОВОГО КОНТРОЛЯ ТИПА ПМК

Часто нет необходимости получать на экране проекцию контролируемого изделия в целом. Разработана схема проектора, в котором на экране проецируются отдельные участки объекта измерения, подлежащие контролю. В этом проекторе главное зеркало заменено набором узких зеркальных пластин, проецирующих на экран только измеряемые участки контура объекта. Принципиальная оптическая схема такого проектора приведена на рис. II.36, а.

Лампа 1 находится в фокальной плоскости конденсора 2. Телецентрический пучок лучей освещает объект АВ, входит в объектив 3, который с помощью двух зеркальных полосок 5 дает изображение точек А и В в плоскости экрана 4. Зеркала 5 можно установить так, что граничные контуры изделия АВ будут располагаться на экране 4 без разрывов, а изображение промежуточной части изделия как бы выпадет.

На рис. II.36, б приведены три случая проекции на экран граничных контуров объекта АВ.

На левой схеме зеркала 3 установлены так, что граничные контуры изделия АВ, спроецированные объективом 2 на экран 1, соприкасаются. На средней и правой схемах относительное положение объектива, зеркал и экрана не меняется.

На левой схеме весь экран освещен равномерно. Одна половина экрана освещается одним зеркалом, а вторая — другим. На сред-

ней схеме взят объект A_1B_1 большего размера по сравнению с AB ; в этом случае на экране появляется полностью затемненный участок $B'_1A'_1$, величина которого

$$l_1 = \Delta\beta, \quad (11.43)$$

где Δl — разница размеров A_1B_1 и AB ; β — увеличение прибора.

На правой схеме объект меньше AB ; тогда вместо темной полосы появляется светлая $A'_2B'_2$, величина которой l_2 . Эта полоса освещается обоими зеркалами, а остальные участки экрана — одним из зеркал.

Каждая пара зеркал настраивается на контроль одного линейного размера изделия. Размеры изделия необходимо выдер-

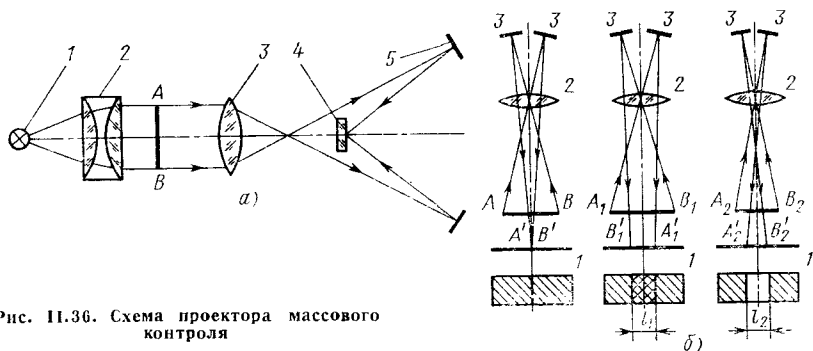


Рис. 11.36. Схема проектора массового контроля

живать в пределах допуска. Для этого одна пара зеркал настраивается по нижнему пределу допуска, а вторая — по верхнему. На экране получатся две полосы, расположенные рядом.

Деталь бракуется в том случае, если появится светлая полоса в зоне экрана, которая обслуживается зеркалами, настроенными на нижний предел допуска, или черная полоса в зоне верхнего предела допуска. Для настройки зеркала могут поворачиваться вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. Зеркала изготовляют из стали и хорошо полируют.

Проектор обладает высокой производительностью, так как его можно настроить на одновременный контроль нескольких размеров изделия. Нет необходимости строго фиксировать положение изделия на предметном столе.

Отметим, что настройка зеркал проектора весьма трудоемка, а поэтому его целесообразно применять только для контроля больших партий деталей.

Выпускается три типа таких проекторов (ПМК-I, ПМК-II и ПМК-III), которые различаются увеличением; они имеют экран одного размера (9×12 см), а следовательно, на них возможно контролировать изделия только определенных размеров.

Погрешность измерения на проекторе с увеличением $50\times$ не превышает 0,01 мм.

Наша промышленность выпускает часовой проектор типа ЧП, предназначенный в основном для контроля деталей часовой промышленности. Он может работать в проходящем и отраженном свете. Измерение отклонений спроецированного контура от чертежа на экране выполняется с помощью микрометрических

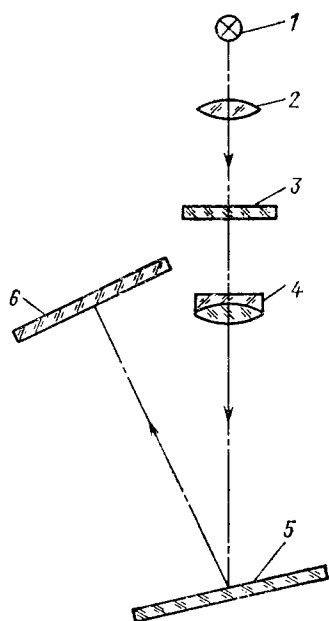


Рис. 11.37. Оптическая схема часового проектора ЧП

винтов с погрешностью не более $\pm 0,003$ мм. При работе в отраженном свете деталь освещается снизу при помощи специального осветителя с лампой типа К-22.

В настоящее время выпускаются модернизированные часовые проекторы типа ЧП-1 и ЧП-2. В комплект этих приборов входит объектив с увеличением $200\times$. Объективы устанавливаются не на салазках, а в специальное гнездо. Экран вынесен в сторону и может затеняться шторкой. Новые модели имеют ряд приспособлений, улучшающих эксплуатационные свойства.

Проектор ЧП-2 отличается от прибора ЧП-1 несколько большим размером экрана, улучшенным качеством изображения измеряемой детали, а также некоторыми конструктивными изменениями.

На рис. 11.37 приведена принципиальная оптическая схема проектора. Лампа 1 (СЦ-62) находится в фокальной плоскости конденсора 2, и, следовательно, объект контроля 3, установленный на столе, освещается параллельным пучком лучей. Объектив 4 дает теньевую проекцию объекта на стеклянном матовом экране 6 с помощью главного зеркала 5. Прибор имеет четыре сменных объектива с увеличением 10, 20, 50, $100\times$ и четыре соответствующих им сменных конденсора.

Линейное поле зрения изменяется от 56×48 до $5,6 \times 4,8$ мм. Сменные конденсоры установлены в револьверное устройство, а сменные объективы размещены в салазках. Деталь помещают на измерительный стол, который может перемещаться в продольном направлении на 40 мм, в поперечном на 25 мм и в вертикальном направлении до 85 мм.

При работе в отраженном свете деталь освещается снизу при помощи специального осветителя с лампой типа К-22.

Деталь помещают на измерительный стол, который может перемещаться в продольном направлении

§ 6. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ МИКРОСКОПЫ

Измерительные микроскопы нашли очень широкое применение в измерительных лабораториях заводов и в научно-исследовательских институтах. Основы теории микроскопии изложены в гл. I, поэтому здесь будут описаны лишь принципиальные оптические схемы, элементы конструкции и даны технические характеристики некоторых приборов этой группы.

БОЛЬШОЙ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЙ МИКРОСКОП БМИ

Инструментальные микроскопы предназначены для определения линейных и угловых размеров деталей сложной конфигурации в прямоугольных и полярных координатах. Их, в частности, применяют для измерения элементов резб, профильных шаблонов, зубчатых передач, кулачков, режущего инструмента и т. д.

В зависимости от условий работы оптическая схема микроскопа может быть выполнена в нескольких вариантах. На рис. II.38 приведен вариант для работы в проходящем свете.

Свет от лампы 1 проходит зеленый светофильтр 2, ирисовую диафрагму 3, отражается зеркалом 4 и с помощью линзы 5 параллельным пучком освещает объект измерения, который располагают на предметном стекле 6. Измеряемый объект также может быть установлен в центрах центральной бабки или на V-образные подставки.

Кроме рассмотренного осветителя, в комплект прибора входят осветители для проекции и для работы в отраженном свете.

Объектив 7 дает изображение измеряемого изделия в фокальной плоскости окуляра 13, где установлена сетка 12 угломерной окулярной головки.

Диафрагма 8 находится в задней фокальной плоскости объектива. Она сопряжена с ирисовой диафрагмой и создает телецентрический ход лучей.

Призма 9 с крышей обеспечивает получение прямого изображения объекта и изменяет направление оптической оси (для удобства работы). Защитные стекла 10 предохраняют от загрязнения и повреждения оптические детали при смене окулярной головки.

На схеме показана угломерная окулярная головка, состоящая из окуляра 13 и микроскопа 17 для отсчитывания угловых делений по стеклянному лимбу 11 с ценой деления 1° . Подсветка лимба осуществляется с помощью зеркала 19 через зеленый светофильтр 18. Лимб 11 может вращаться вместе с сеткой 12.

Оператор, наблюдая в окуляр головки (рис. II.39, а), видит в поле зрения изображение контура объекта и сетку (рис. II.39, б). Справа и слева от диаметральной штриховой линии на сетке нанесены по две параллельные штриховые линии на расстоянии 0,3 и 0,9 мм (что соответствует положению рисок на ножах) от края,

которым нож прижимается к кромке измеряемого изделия. При наводке совмещаются соответствующие риски ножа и сетки, что повышает точность измерения.

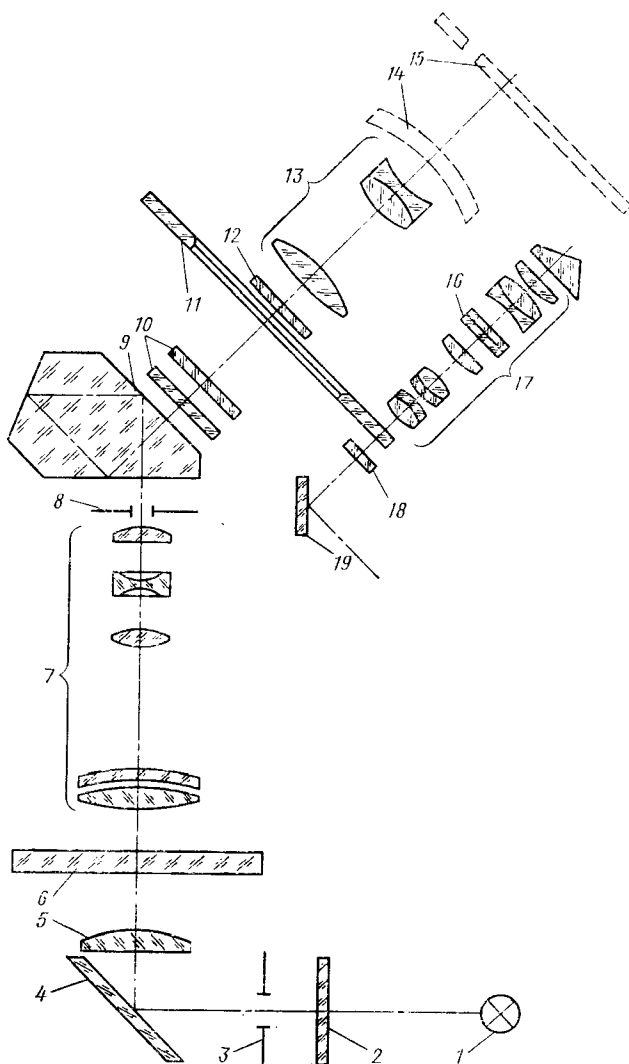


Рис. 11.38. Оптическая схема большого инструментального микроскопа

Шкала лимба рассматривается с помощью отсчетного микроскопа, на сетке *16* (см. рис. 11.38) которого нанесено 60 делений с ценой в $1'$. Изображение одного деления шкалы лимба соответствует 60 делениям сетки (рис. 11.39, в).

При измерении углов снимают два отсчета по сетке 16 (см. рис. II.38), совмещая штрих сетки 12 сначала с одной стороной угла, затем с другой. Разность отсчетов дает величину угла. На шкале, показанной на рис. II.39, в, отсчет равен $121^{\circ} 34'$.

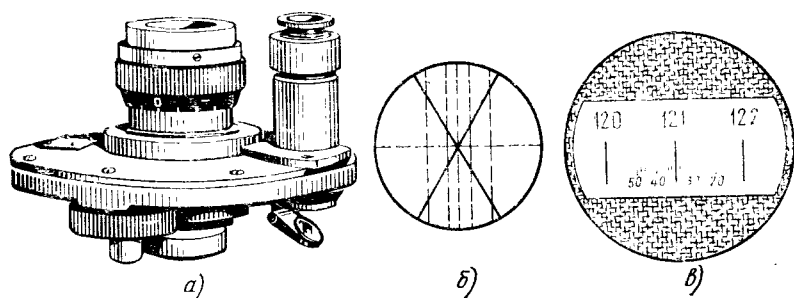


Рис. II.39. Угломерная окулярная головка микроскопа БМИ:

а — общий вид головки; *б* — поле зрения микроскопа; *в* — поле зрения отсчетного микроскопа

Кроме угломерной головки, к микроскопу могут быть приложены револьверная резьбопрофильная головка ОГР-23, револьверная радиусная головка и головка двойного изображения ОГУ-22. На резьбопрофильной головке нанесены стандартные профили различных резьб, а на радиусной — дуги окружностей различных радиусов, с которыми сравниваются профили изделий. Головка двойного изображения предназначена для определения межцентровых расстояний.

Общий вид большого инструментального микроскопа представлен на рис. II.40. На массивном основании 1 смонтированы салазки 2 с круглым предметным столом 3, а также колонка 7 с кронштейном 9 и тубусом 5. Кронштейн вместе с тубусом микроскопа можно вертикально перемещать по призматическому направляющему колонки с помощью кремальерного механизма от рукоятки 8 и закреплять в нужном положении стопорным винтом 10. Конструкция салазок и предметного стола такая же, как и у проектора типа БП.

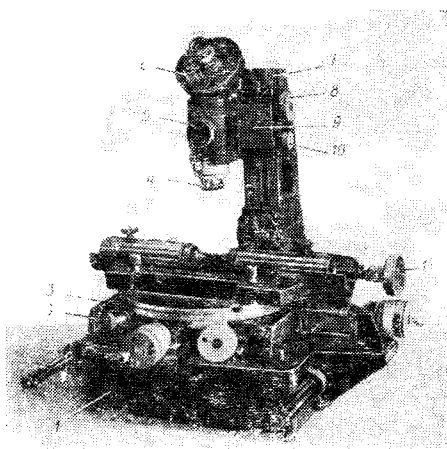


Рис. II.40. Инструментальный микроскоп БМИ

Тонкая наводка микроскопа осуществляется перемещением объектива при помощи гайки 4. Колонка с тубусом имеет возмож-

ность наклоняться в обе стороны от вертикального положения в пределах $\pm 12^{\circ} 30'$ с помощью винта 11. При этом ось наклона колонки пересекает ось центров центральной бабки. При измерении резьб колонку наклоняют на угол подъема винтовой линии.

На рис. 11.40 микроскоп изображен с угломерной окулярной головкой 6.

Для фотосъемки за окуляром устанавливают микрофотонасадку.

На рис. 11.38 штриховой линией показаны отрицательная линза 14, предназначенная для уменьшения кривизны поля изображения, и матовое стекло 15, используемые при фотографировании.

В комплект прибора входит проекционная насадка типа ПН-7, которую устанавливают на микроскоп с окулярной стороны. На экран этой насадки проецируются изображения контуров объекта измерения и штрихи сетки окулярной головки.

Для работы в отраженном свете на объектив микроскопа надевают специальный осветитель с четырьмя лампочками. Увеличение объективов микроскопа равно 1; 1,5; 3 и 5 $\times$, а увеличение окуляров равно 10 $\times$; соответственно линейное поле зрения равно 19,5; 13; 6,5 и 3,9 мм.

Кроме большого инструментального микроскопа, существует малый инструментальный микроскоп типа ММИ. Он принципиально не отличается от большого, но менее универсален. В этом приборе отсутствует поворотный стол, нет сменных объективов, меньше сменных частей и приспособлений. В микроскопе ММИ используются те же окулярные головки, что и в микроскопе БМИ. Увеличение микроскопа ММИ равно 30 $\times$.

УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ МИКРОСКОПЫ

Наша промышленность выпускает универсальные измерительные микроскопы трех типов: УИМ-21, УИМ-23 и УИМ-24. Эти приборы позволяют определять длину в прямоугольных и полярных координатах, а также угловые размеры.

По принципу действия универсальные микроскопы представляют собой систему компараторов, работающих во взаимно перпендикулярных направлениях. Кроме того, они снабжены целым рядом дополнительных приспособлений, которые и определяют их универсальность. Эти приборы целесообразно применять в измерительных лабораториях при разовых или групповых измерениях.

Визирная оптическая схема прибора УИМ-21 подобна схеме микроскопа БМИ. Вместе с визирным микроскопом применяют упомянутые выше сменные окулярные головки.

В микроскопе УИМ-21 продольное и поперечное смещения стола измеряются с помощью отсчетных микроскопов со спиральными окулярными микрометрами. Следовательно, в измерительном устройстве отсутствуют мерительные винты и исключены

погрешности, вызываемые неточностью изготовления винтовых пар. Отсчетные микроскопы установлены неподвижно. Продольные измерения возможны в пределах до 200 мм, а поперечные — до 100 мм. Цена деления шкалы спирального микрометра — 0,001 мм.

Универсальный измерительный микроскоп УИМ-23 — экранного типа. К этому прибору прилагается бинокулярная насадка ОГУ-23 и стол для перффлектометра СТ-23.

Пределы измерения длин в продольном направлении 200 мм, а в поперечном — 100 мм. Отсчеты снимают с помощью оптического микрометра, который имеет цену деления 0,001 мм.

Погрешность измерений (в мкм) с учетом поправок по аттестату определяется по формуле

$$\Delta L = \pm \left(1 + \frac{L}{100} \right).$$

Универсальный измерительный микроскоп типа УИМ-24 предназначен для тех же целей, что и упомянутые выше универсальные микроскопы. Микроскоп имеет отсчетный и визирный экраны. Прибор позволяет измерять объекты массой до 100 кг и длиной до 500 мм. Оптическая система прибора имеет визирную и три отсчетные части.

В качестве компенсаторов оптического микрометра применена плоскопараллельная пластинка.

МИКРОТВЕРДОМЕР ПМТ-3

Прибор ПМТ-3 предназначен для измерения микротвердости различных материалов.

Он позволяет определять твердость мелких и тонких деталей без их повреждения в широком диапазоне (10^5 — 10^9 Па).

В исследуемый материал под определенной нагрузкой вдавлируется алмазная пирамида с квадратным основанием и с помощью микроскопа с винтовым окулярным микрометром измеряется линейная величина диагонали отпечатка, зависящая от твердости материала.

Принципиальная оптическая схема прибора приведена на рис. 11.41. При работе в светлом поле свет от электролампочки 1 (8 В, 20 Вт) направляется конденсором 2 через светофильтр 3, ирисовую диафрагму 4 и полупрозрачную пластинку 6, закрепленную в стакане 5, в эпиобъектив 13. Объектив измерения 15 находится в фокальной плоскости объектива 13.

В комплект прибора входят два сменных эпиобъектива с фокусными расстояниями 23,17 и 6,16 мм. Объектив 23,17×0,17 служит для обнаружения отпечатка и центрировки микроскопа, а объектив 6,16×0,65 — для измерений.

Для повышения контраста наблюдаемого объекта в ход лучей может быть включен тот или иной из трех откидных светофильтров 3.

Микроскоп прибора имеет тубус «бесконечность».

Лучи света, отразившись от объекта измерения, вторично проходят объектив 13 и через пластину 6 направляются в ахроматическую линзу 8.

Изображение объекта получается в плоскостях соприкосновения сеток 10 и 11 окулярного микрометра 12 типа МОВ-1-15×.

Призма 9 отклоняет лучи на 45° для удобства наблюдения.

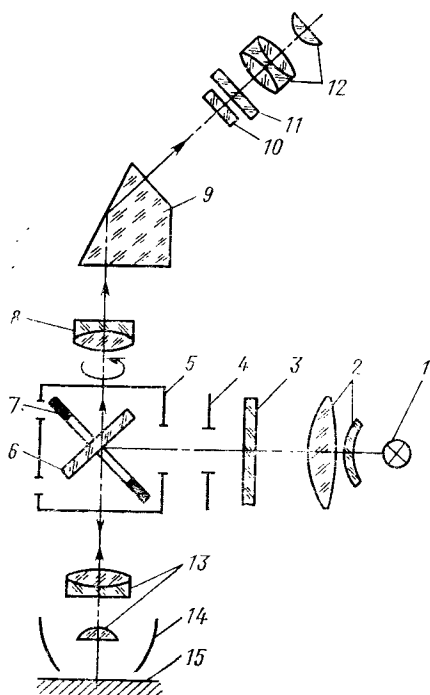


Рис. II.41. Оптическая схема микротвердомера ПМТ-3

Прибор позволяет фотографировать объект измерения с помощью микрофотоаппарата МФН-1 или МФН-2.

При работе в темном поле держатель пластинок 6 и зеркала 7 поворачивают на 180° и на пути лучей от осветителя устанавливают две диафрагмы, которые вырезаны в корпусе держателя. Свет, отразившись от зеркала 7, проходит вне объектива 13, отражается от параболического зеркала 14 и освещает объект 15. Дальнейший ход лучей тот же, что и при наблюдении в светлом поле.

Увеличение микроскопа Γ_m может быть подсчитано по формуле

$$\Gamma_m = \frac{250f_s}{f_{13}f_{ок}}.$$

Общее увеличение микроскопа с прилагаемыми объективами равно 487 и 130×.

На рис. II.42 приведен общий вид твердомера.

Перед началом измерений необходимо определить цену деления с шкалы барабана винтового окуляра-микрометра по формуле

$$c = \frac{mz}{n},$$

где m — цена деления объекта-микрометра; z — число делений объекта-микрометра; n — разность отсчетов окулярного микрометра.

При измерении следует сфокусировать микроскоп на поверхность объекта, а затем, повернув стол с образцом до упора, сделать отпечаток. Далее стол поворачивается в прежнее положение, и

измеряется длина диагонали отпечатка по схеме, приведенной на рис. II.43. Разность отсчетов при двух установках даст длину диагонали.

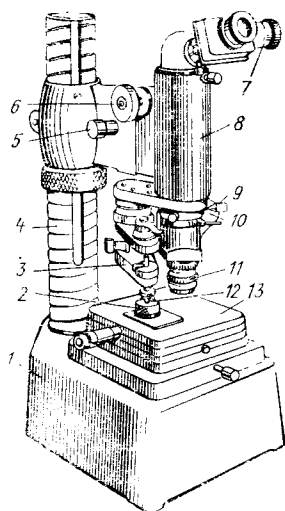
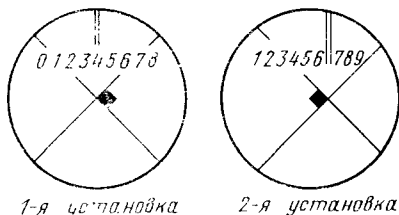


Рис. II.42. Общий вид ПМТ-3:

1 — станина; 2 — объект измерения; 3 — механизм нагружения; 4 — стойка; 5 — винт микроподачи; 6 — винт макроподачи; 7 — окулярный микрометр; 8 — тубус; 9 — центрировочный винт; 10 — осветитель; 11 — объектив; 12 — алмазная пирамидка; 13 — столик

Рис. II.43. Поле зрения микротвердомера ПМТ-3



Твердость H (в Па) определяется по таблице, номограмме или по формуле

$$H = \frac{1,818 \cdot 10^{10} P}{l^2},$$

где P — нагрузка, Н; l — диагональ отпечатка, мкм.

§ 7. ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ МЕТОДЫ АВТОМАТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ РАЗМЕРОВ ИЗДЕЛИЙ В МАШИНОСТРОЕНИИ

Фотоэлектронные методы определения размеров изделий можно разделить на три основные группы: фотокомпенсационные, фотоотслеживающие и фотоимпульсные.

Фотокомпенсационный метод размеров изделий основан на сравнении двух световых потоков, один из которых частично перекрывается изделием, а другой — подвижной заслонкой, положение которой при равенстве потоков определяет размер изделия.

На рис. II.44 приведена принципиальная схема установки. Измеряемое изделие перекрывает часть светового потока Φ_1 , пропуская на фотоэлемент поток Φ'_1 . В цепи фотоэлемента возникает ток, который создает напряжение U_1 на нагрузке фотоэлемента. Световой поток Φ_2 перекрывается подвижной заслонкой. Попадающий на фотоэлемент поток Φ'_2 приводит к появлению на сопро-

тивлении нагрузки нижнего фотозлемента напряжения U_2 . Напряжения U_1 и U_2 сравниваются, и их разность подается на вход усилителя 3, выходное напряжение которого

$$U_{\text{вых}} = K(U_1 - U_2),$$

где K — коэффициент усиления усилителя.

Реверсивный двигатель 4 на выходе усилителя в соответствии с величиной $U_{\text{вых}}$ перемещает заслонку 5 до уравнивания Φ'_1 и Φ'_2 . Положение заслонки при этом определяет размер изделия.

Если плотность потока Φ_1 в плоскости измерения непостоянна, то остаточный поток Φ'_1 зависит от положения контролируемого

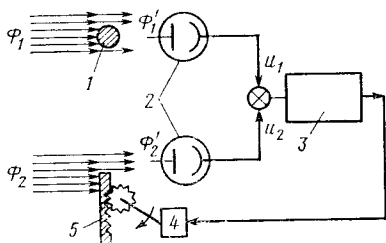


Рис. II.44. Принципиальная схема фотокомпенсационной установки:

1 — измеряемое изделие; 2 — фотоземель; 3 — усилитель; 4 — реверсивный двигатель; 5 — подвижная эталонная заслонка

изделия, что приводит к погрешности измерения. Эту погрешность можно уменьшить с помощью оптических систем, создающих параллельный ход лучей. Однако вследствие конечных размеров источника света погрешность полностью устранить невозможно.

Все сказанное относится также к световому потоку Φ_2 , однородность которого вдоль направления перемещения заслонки необходима для получения линейной шкалы прибора.

Состояние баланса в схеме рис. II.44 при равенстве потоков Φ'_1 и Φ'_2 не нарушится, если оба исходных потока Φ_1 и Φ_2 изменяются пропорционально. Этого можно достичь, если оба потока исходят из одного источника света.

В схеме рис. II.44 сравниваются два постоянных напряжения U_1 и U_2 . Каждое из напряжений при неизменном потоке света зависит от темнового тока, чувствительности и сопротивления нагрузки соответствующего фотозлемента. Изменения этих трех величин приводят к погрешностям измерения. Для исключения этих погрешностей можно применить обтюратор, который поочередно прерывает потоки Φ'_1 и Φ'_2 и направляет их на один фотоземель. Поочередная подача на фотоземель равных потоков Φ'_1 и Φ'_2 не создает переменной составляющей на его нагрузке. При неравенстве потоков в нагрузке фотозлемента возникает переменное напряжение, изменяющееся с частотой прерывания. Амплитуда этого напряжения пропорциональна разности потоков Φ'_1 и Φ'_2 , а фаза соответствует знаку неравенства. В связи с этим можно применить усилитель низкой частоты, что исключает погрешность из-за дрейфа сравнивающего усилителя.

Фотоследящий метод измерения состоит в том, что размер изделия характеризуется разностью положений двух противоположных его границ, причем положение каждой границы определяется бесконтактно фотоследящей системой. В металлообра-

тывающей промышленности применяют фотокопировальные установки, при помощи которых осуществляется автоматическая обработка деталей на станках в соответствии с чертежом или эталонной деталью, вводимых в поле зрения одной фотоследящей системы. В этом случае фотоследящая система следит за положением линии обработки на чертеже или за положением границы детали, служащей эталоном, и соответственно перемещает режущий инструмент станка.

На рис. II.45 приведена принципиальная схема фотоследящей системы.

Изображение изделия 6 проецируется объективом 4 на щелевую диафрагму 2 в виде темного поля, граница которого соответствует положению границы изделия. Если изделие переместится вдоль светящегося экрана, то его изображение сдвинется пропорционально в обратном направлении вдоль щелевой диафрагмы. Слежение за границей изображения осуществляется измерительной заслонкой 8, выполненной в виде спирали Архимеда, управляемой электронной схемой.

Через отверстие диафрагмы на фотоэлемент 1 падает световой поток, ограниченный зазором между заслонкой и изображением кромки изделия.

В цепи фотоэлемента возникает ток, который после усиления подается в управляющую обмотку двигателя. Направление вращения двигателя выбрано таким, чтобы край заслонки приближался к границе изображения. В результате между изображением изделия и заслонкой устанавливается зазор, при котором момент трения в системе будет равен вращающему моменту на валу двигателя, и двигатель останавливается.

Вследствие инерции механизма заслонка может занять произвольное положение в пределах изображения изделия. Для исключения этого на вход усилителя подается постоянный ток, противоположный по знаку току фотоэлемента. Этот ток создает отрицательный момент на валу двигателя и не допускает полного перекрытия заслонкой светового потока. Двигатель остановится тогда, когда через зазор между изображением и заслонкой пройдет световой поток, уравновешивающий действие постоянного тока.

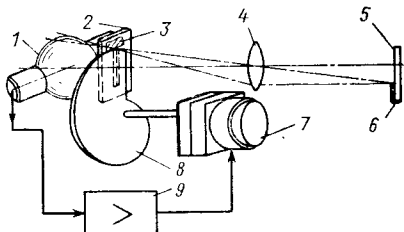


Рис. II.45. Принципиальная схема фотоследящей системы:

1 — фотоэлемент; 2 — щелевая диафрагма; 3 — изображение изделия; 4 — объектив; 5 — осветитель; 6 — изделие; 7 — двигатель; 8 — заслонка; 9 — усилитель

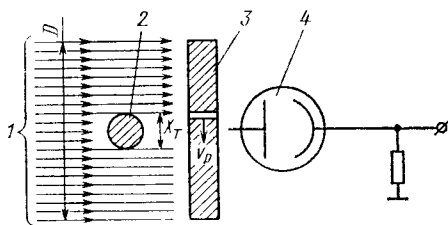


Рис. II.46. Принципиальная схема фотоимпульсной системы

На оси двигателя закрепляется датчик положения заслонки, и по величине напряжения на его выходе можно судить о положении границы изделия.

Фотоимпульсный метод измерения состоит в том, что определяемый размер характеризуется длительностью светового импульса. На рис. 11.46 приведена упрощенная схема этого метода. Измеряемое изделие 2 подсвечивается параллельным световым потоком 1. Лучи света прерываются на участке X_T , равном диаметру изделия. На пути лучей установлен подвижной экран 3 с отверстием, через которое свет проходит на фотоэлемент 4. Экран перемещается в направлении измерения со скоростью V_p , и световой поток будет прерываться на время пробега отверстием участка X_T . Возникает «импульс затемнения» фотоэлемента, длительность которого t будет пропорциональна диаметру изделия:

$$X_T = V_p t.$$

Для измерения длительности импульса применяют электронную схему, выходное напряжение которой пропорционально длительности импульса и, следовательно, размеру изделия.

Описанные принципиальные схемы положены, например, в основу устройства установок, которые применяются для контроля размеров проката как в СССР, так и за рубежом.

Интерференционные и теневые приборы

§ 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Интерференционные явления возникают в результате наложения двух или нескольких когерентных пучков лучей. *Когерентными* называют такие пучки лучей, у которых разность фаз колебаний сохраняется постоянной в течение времени, достаточного для наблюдения (регистрации). В обычных условиях нельзя получить когерентные пучки от различных источников света. Такие пучки в интерферометрах получают от одного источника делением его световой волны на две или несколько частей. Причем существуют два способа деления световой волны: делением волнового фронта и делением амплитуды, в соответствии с чем интерферометры подразделяют на две большие группы приборов.

Интерферометры называют *двухлучевыми*, если взаимодействуют два когерентных пучка, и *многолучевыми*, если таких пучков большое число.

В случае двухлучевой интерференции результирующая интенсивность света I определяется выражением

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad (\text{III.1})$$

где I_1 и I_2 — интенсивности интерферирующих волн; δ — разность фаз исходных колебаний.

В интерферометрах принято рассчитывать разность хода Λ двух волн от общего источника до места интерференции. Разность фаз связана с разностью хода соотношением

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda, \quad (\text{III.2})$$

где λ — длина световой волны.

Разность хода, выраженную в длинах волны, называют *порядком интерференции*

$$N = \frac{\Lambda}{\lambda}. \quad (\text{III.3})$$

Максимумы результирующей интенсивности

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (\text{III.4})$$

возникают при $|\Delta| = 0; \lambda; 2\lambda; \dots; N\lambda$, где порядок интерференции N — целое число.

Минимумы результирующей интенсивности

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (\text{III.5})$$

возникают при $|\Delta| = \frac{\lambda}{2}; \frac{3\lambda}{2}; \dots; (2N+1)\frac{\lambda}{2}$.

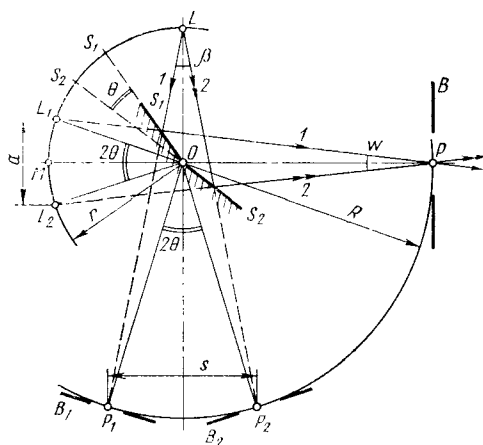


Рис. III.1. Схема зеркал Френеля

Рассмотрим образование интерференционной картины при помощи зеркал Френеля (рис. III.1). Лучи 1 и 2, выходящие под некоторым углом β из точечного монохроматического источника света L , падают на плоские зеркала S_1 и S_2 и, отразившись от них, приходят под углом ω в точку P .

Зеркала S_1 и S_2 расположены под углом, близким к 180° (угол θ мал); L_1 и L_2 — изображения точки L в зеркалах. Эти точки L_1 и L_2 можно считать центрами сферических волн, интерферирующих в зоне наложения. Центр участка $L_1 L_2$ обозначим M ; P_1 и P_2 — зеркальные изображения точки P .

Пусть в точке P разность хода между лучами $L_1 P$ и $L_2 P$ равна нулю. Определим разность хода в некоторой точке P' , используя расчетную схему рис. III.2, а:

$$\Delta = L_2 P' - L_1 P' = \frac{(L_2 P')^2 - (L_1 P')^2}{L_2 P' + L_1 P'};$$

$$L_2 P' + L_1 P' \approx 2(r + R).$$

В случае $I_1 = I_2$ формула (III.1) с учетом (III.2) и (III.3) переходит в соотношение

$$\begin{aligned} I &= 2I_1 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\right) = \\ &= 4I_1 \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

или

$$\begin{aligned} I &= 2I_1 (1 + \cos 2\pi N) = \\ &= 4I_1 \cos^2 \pi N. \end{aligned} \quad (\text{III.6}')$$

В этом случае результирующая интенсивность изменяется от минимального значения $I_{\min} = 0$ до максимального $I_{\max} = 4I_1$.

После преобразований имеем

$$\Delta = \frac{ay}{r+R}. \quad (\text{III.7})$$

Рассмотрим изменение разности хода в плоскости B , проходящей через точки P и P' и перпендикулярной плоскости рисунка. Угол пересечения интерферирующих лучей $\omega = \frac{a}{r+R}$ можно считать постоянным при малых y ; следовательно, разность хода Δ в направлении оси Y пропорциональна координате y . В направлении оси X разность хода не изменяется и поэтому в плоскости B

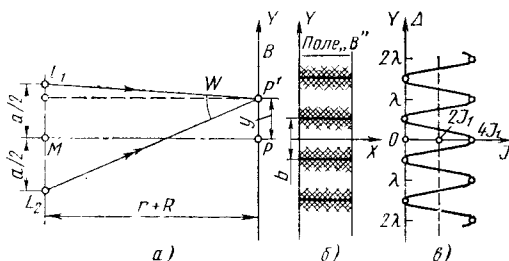


Рис. III.2. Расчетная схема зеркал Френеля

наблюдаются прямые равноотстоящие полосы, параллельные оси X .

Шириной полосы b (рис. III.2, б) называют расстояние между серединами соседних полос. Этому расстоянию соответствует приращение разности хода, равное λ ; следовательно, из (III.7) имеем

$$b = \frac{\lambda}{\omega}. \quad (\text{III.8})$$

Ширина полосы зависит только от длины волны и угла пересечения интерферирующих лучей.

Поверхность (в частном случае плоскость), в которой наблюдается интерференционная картина, называют *полем интерференции*. Поле интерференции на рис. III.1 выбрано произвольно. Оно может находиться в пределах пространства, общего для двух интерферирующих пучков, т. е. на удалении от центра зеркал от нуля до бесконечности.

Распределение интенсивности света в полосах характеризуется относительной величиной, называемой в интерферометрии *контрастом полос*:

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (\text{III.9})$$

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$ — экстремальные интенсивности света, определяе-

мые из (III.4) и (III.5). Графическое представление этого распределения показано на рис. III.2, в.

Контраст полос является одной из главных характеристик интерференционного поля. Только в идеальном интерферометре достигается максимальный контраст, равный единице. Рассмотрим основные причины понижения контраста полос в реальном интерферометре.

1. **Конечный размер источника света.** Все реальные источники света достаточной яркости имеют конечные размеры, причем отдельные точки источника

между собой некогерентны.

Выделим в плоскости протяженного источника света две светящиеся точки L и L' (рис. III.3). Для точки L' вторичные источники L'_1 и L'_2 сдвинуты относительно L_1 и L_2 , но $L'_2 L'_1 = L_1 L_2 \approx a$, поэтому интерференционная картина от источника L' имеет

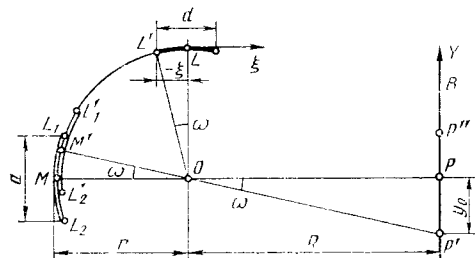


Рис. III.3. Схема зеркала Френеля с источником света в виде щели

такой же вид, что и от источника L , но смещена относительно нее на расстояние $PP' = y_0$ (угловое смещение ω).

Пусть в текущей точке поля P'' разность хода лучей от источника L равна Δ . Тогда согласно (III.7) разность хода лучей в этой же точке P'' от источника L' составит

$$\Delta' = \Delta + \frac{ay_0}{r+R} = \Delta - \beta \xi, \quad (\text{III.10})$$

где $\beta = \frac{aR}{r(r+R)}$ и $|\xi| = LL'$.

Пусть источником света служит щель шириной d с центром в L и пусть число точечных источников, образующих щель, так велико, что ее можно считать непрерывным источником.

Разделим щель на элементарные полоски, параллельные длине щели. Если $i_1 d\xi$ — интенсивность света в точке P'' , посылаемого элементарной полоской с помощью лишь одного зеркала, то интенсивность света в этой точке от элементарной полоски L' в результате двухлучевой интерференции согласно (III.6) определяется выражением

$$i(\xi, \Delta) d\xi = 2i_1 \left(1 + \cos \frac{2\pi \Delta'}{\lambda} \right) d\xi,$$

а полная интенсивность в точке P'' — выражением

$$I(d, \Delta) = 2i_1 \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \left(1 + \cos \frac{2\pi \Delta'}{\lambda} \right) d\xi.$$

Вычисляя интеграл, получим

$$I(d, \Delta) = 2I_1 \left[1 + \left(\frac{\sin \frac{\pi \beta d}{\lambda}}{\frac{\pi \beta d}{\lambda}} \right) \cos \frac{2\pi \Delta}{\lambda} \right], \quad (\text{III.11})$$

где $I_1 = i_1 d$.

Из (III.11) имеем

$$I_{\max} = 2I_1 \left(1 + \frac{\sin \frac{\pi \beta d}{\lambda}}{\frac{\pi \beta d}{\lambda}} \right) \text{ и } I_{\min} = 2I_1 \left(1 - \frac{\sin \frac{\pi \beta d}{\lambda}}{\frac{\pi \beta d}{\lambda}} \right),$$

откуда

$$K = \frac{\left| \sin \frac{\pi \beta d}{\lambda} \right|}{\frac{\pi \beta d}{\lambda}}. \quad (\text{III.12})$$

Из (III.12) следует, что контраст K зависит от ширины источника d (рис. III.4). Контраст превышает 0,9, если d меньше $\lambda/4\beta$, и равен нулю, если d достигает λ/β . В первом случае говорят о допустимом контрасте и допустимой ширине источника, во втором — о критической ширине источника света. Выбор величины $K = 0,9$ во многом случаен. В интерферометрии пока нет устоявшегося критерия допустимого значения контраста, пригодного для различных способов регистрации картины. По этой причине целесообразно рассчитывать критический размер источника света, а затем в реальном интерферометре уменьшать его до достижения такого контраста, который обеспечит надежную регистрацию картины.

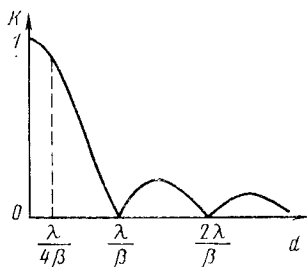


Рис. III.4. Изменение контраста полос при увеличении щели в схеме зеркал Френеля

Условие критического контраста и критической ширины источника света в общем виде формулируется следующим образом: контраст полос равен нулю, если разности хода от элементарных крайних участков источника в одной и той же точке поля отличаются на длину волны λ .

Из рис. III.4 видно, что при размере источника света, превышающем критический, происходит частичное восстановление контраста до значения $K \approx 0,2$. Однако такой способ повышения яркости картины при значительном снижении контраста на практике не применяется. С учетом сказанного выше и геометрических построений (см. рис. III.1) имеем для критической ширины щели в схеме зеркал Френеля

$$d_{\text{кр}} = \frac{\lambda r (r + R)}{aR} = \frac{\lambda}{\beta}. \quad (\text{III.13})$$

С приближением поля интерференции к центру зеркал угол β стремится к нулю, а источник света можно увеличивать без ущерба для контраста. Наоборот, с удалением поля от зеркал для сохранения достаточного контраста источник света надо уменьшать до значения, меньшего критического.

Таким образом, при широком источнике света можно наблюдать интерференционную картину с хорошим контрастом, но положение полос интерференции должно быть вполне определенным. Такие интерференционные полосы называют *локализованными*. Поле интерференции, в котором наблюдаются локализованные

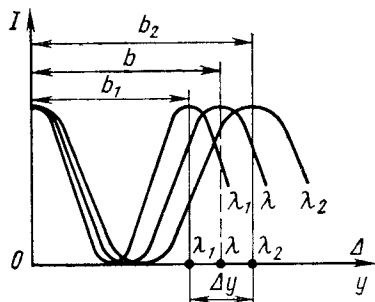


Рис. III.5. Смещение монохроматических картин в интерференционном поле

полосы, носит название *плоскости локализации*.

Практическим правилом для нахождения плоскости локализации является условие пересечения интерферирующих лучей в этой плоскости, если сами лучи вышли из источника по одному направлению (угол $\beta = 0$).

В плоскости локализации наблюдаются полосы наивысшего качества, т. е. оптимальные одновременно по двум характеристикам — яркости и контрасту.

В других плоскостях, например вблизи плоскости локализации, полосы при той же яркости будут меньшего контраста или при том же контрасте меньшей яркости.

2. Конечный спектральный интервал источника света. Пусть зеркала Френеля освещаются полихроматическим источником света. Такой свет есть совокупность некогерентных монохроматических компонент, занимающих некоторый спектральный интервал.

Каждая компонента образует свою интерференционную картину, а полная интенсивность в любой точке поля равна сумме интенсивности монохроматических картин.

Предположим, что диапазон длин волн источника $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, а средняя длина волны λ . Центральные (нулевого порядка) максимумы всех монохроматических картин совпадают в точке поля с разностью хода $\Delta = 0$ (рис. III.5). С удалением от центра картины монохроматические полосы все более смещаются относительно друг друга, ибо ширина полосы пропорциональна длине волны.

Максимумы N -го порядка разных длин волн занимают в интерференционном поле участок Δy , определяемый согласно (III.7) выражением

$$\Delta y = \frac{N(r+R)}{a} \Delta\lambda. \quad (\text{III.14})$$

Рассмотрим сначала случай, когда

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 1. \quad (\text{III.15})$$

Этому условию удовлетворяет так называемый *квазимонохроматический свет*. Если в интерференционном поле порядок интерференции

$$|N| \ll \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (\text{III.16})$$

а разность хода соответственно

$$|\Delta| \ll \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}, \quad (\text{III.17})$$

то $\Delta y \ll b$, и можно считать, что для всех длин волн от λ_2 до λ_1 интерференционные картины совпадают. Тогда наблюдаются такие же полосы, как и в случае строго монохроматического света с длиной волны λ .

Если свет квазимонохроматический, но условие (III.17) не выполняется, то образуются полосы пониженного контраста. Если же разность хода достигает критического значения

$$\Delta_{\text{кр}} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}, \quad (\text{III.18})$$

то $\Delta y = b$, т. е. всю ширину монохроматической полосы заполняют максимумы одного и того же порядка разных длин волн и контраст результирующей картины падает до нуля.

В том случае, когда в спектре источника света присутствуют только две узкие линии λ_1 и λ_2 , причем шириной этих линий можно пренебречь по сравнению с интервалом между линиями, критическую разность хода рассчитывают по формуле

$$\Delta_{\text{кр}} = \frac{\lambda_{\text{ср}}^2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)}, \quad (\text{III.19})$$

где $\lambda_{\text{ср}} = 0,5(\lambda_1 + \lambda_2)$.

Например, в спектре натриевой лампы имеются две яркие линии $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$ («дублет» натрия). Такую лампу, как следует из (III.19), можно использовать в интерферометрах, где разность хода не превышает 0,3 мм.

Последний расчет требует пояснения. При использовании источников с двумя линиями в спектре (или двух отдельных монохроматических источников) с ростом разности хода контраст полос периодически изменяется от единицы до нуля (например, у натриевой лампы при $\Delta \approx 0,6 \text{ мм}$ $K = 1$). Иными словами, измеряемая разность хода оказывается разделенной на рабочие участки и на участки, где контраст полос близок к нулю. Такие провалы некоторых значений разности хода считаются недопустимыми,

поэтому рабочая разность хода ограничивается величиной $\Delta_{кр}$, соответствующей первому падению контраста до нуля.

Сказанное выше полностью относится и к квазимонохроматическим источникам света, тем более, что в этом случае контраст восстанавливается не полностью, а частично, и с ростом Δ восстанавливается все в меньшей степени.

Если свет не квазимонохроматичен, т. е. не выполняется условие (III.15), то наблюдаемая картина зависит также от спектральной чувствительности применяемого приемника излучения. Рассмотрим практически важный случай, когда используется источник белого света, а картина регистрируется визуально. Эффективный диапазон длин волн для такой системы простирается от 4000 Å до 7000 Å и $\Delta\lambda/\lambda \approx 0,5$.

В центре картины расположена белая (ахроматическая) нулевая полоса, ограниченная с обеих сторон почти черными минимумами. Далее по обе стороны от ахроматической полосы расположены цветные полосы, причем насыщенность цветов уменьшается до нуля уже к седьмой-восьмой полосе. Дальше по полю полосы не видны, хотя белый цвет в этих участках зависит от интерференции.

В результате интерференции в каждой точке поля складываются те монохроматические картины, для которых выполняется условие максимума. Если таких картин три и более и они равномерно распределены в интервале длин волн от 4000 Å до 7000 Å, то впечатление белого света не будет зависеть от того, какие именно картины складываются. По этой причине, начиная с разности хода $\Delta \approx 5$ мкм, наблюдается равномерное белое поле.

Ахроматическая полоса нулевого порядка, выделяющаяся из цветных полос, широко используется как начало отсчета для интерференционных полос более высоких порядков.

3. Неравенство интенсивностей интерферирующих пучков. Обозначим $m = I_2/I_1$ — отношение интенсивностей интерферирующих пучков. Тогда с учетом (III.1) для результирующей интенсивности можно записать

$$I = I_1(1 + m) + 2I_1\sqrt{m} \cos \frac{2\pi\Delta}{\lambda},$$

а с учетом (III.9) для контраста

$$K = \frac{2\sqrt{m}}{1 + m}. \quad (\text{III.20})$$

Исследование зависимости (III.20) показывает, что во многих практических случаях можно допустить заметную разницу в интенсивности пучков без большого ущерба для контраста. Например, при $m \leq 2$ $K \geq 0,94$. Очевидно, нет никакой необходимости стремиться к равенству $I_1 = I_2$, дополнительно усложняя выравнивающими устройствами и без того сложные современные интерферометры.

4. Наложение на интерференционную картину фоновой засветки. Пусть $I_1 = I_2$ и интенсивность фона $I_\phi = \rho I_1$. В общем

случае фоновая засветка и полезные пучки некогерентны, поэтому результирующая интенсивность находится простым сложением интенсивностей. В результате расчета имеем

$$K = \frac{2}{2 + p}. \quad (\text{III.21})$$

Очевидно, фоновые засветки, соизмеримые с полезным сигналом, приводят к значительному понижению контраста.

§ 2. ЭЛЕМЕНТЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Согласно геометрической теории [16] интерферометр есть особого вида идеальная оптическая система, в которой ход лучей подчиняется законам геометрической оптики и дифракционные явления не учитываются.

Вернемся к рис. III.1. Источник света L или его изображение на диафрагме называют *входным зрачком* интерферометра, а плоскость B , где наблюдается интерференционная картина, — *полем интерференции* или *выходным люком* интерферометра. В отличие от обычной оптической системы в двухлучевом интерферометре образуется два выходных зрачка L_1 и L_2 и соответственно два входных люка B_1 и B_2 , которые являются изображениями входного зрачка L и выходного люка B в прямом и обратном ходе лучей.

Входной зрачок L и входные люки B_1 и B_2 относятся к *пространству предметов*, а выходные зрачки L_1 и L_2 и выходной люк B — к *пространству изображений*.

Соответственными называют такие точки P_1 и P_2 входных люков, которые оптически сопряжены с точкой P выходного люка (поля). Это сопряжение означает, что оптические длины путей от P_1 и P_2 до точки поля P равны между собой. Точно так же равны оптические длины путей *между* входным зрачком L и выходными зрачками L_1 и L_2 .

Таким образом, для расчета интерференционной картины необходимо знать взаимное положение выходных зрачков и поля, а для расчета входного зрачка — его положение относительно соответственных точек входных люков.

На рис. III.6 показаны три случая взаимного положения выходных зрачков и поля в пространстве изображений.

В поле B ширина полос $b_0 = \lambda/\omega_0$ остается практически неизменной, так как угол ω_0 меняется незначительно. Можно считать, что разведение зрачков в направлении, параллельном полю, приводит к появлению прямых полос постоянной ширины.

В поле B' , расположенном под углом φ к полю B , угол пересечения лучей $\omega_\varphi \approx \omega_0 \cos \varphi$ и при условии $a \ll l$ изменяется мало. Следовательно, разведение зрачков наклонно к полю приводит к появлению искривленных полос практически постоянной ширины.

В поле B'' угол ψ является функцией координаты y , поэтому приращение разности хода между центром колец и точкой поля P

$$\delta\Delta = \int_0^y w dy \quad (\text{III.22})$$

$$\delta\Delta \approx \frac{ay^2}{2I^2} = \frac{au^2}{2}, \quad (\text{III.23})$$

Приравняв $\delta\Delta = k\lambda$, найдем угловой радиус k -го интерференционного кольца:

$$u_k = \sqrt{\frac{2k\lambda}{a}}. \quad (\text{III.24})$$

Определяющим фактором в приведенных расчетах являются не сама разность хода, а ее производные в функции координат поля.

Покажем применение этой теории к расчету диаметра входного зрачка в случае наблюдения локализованных полос. На рис. III.7 соответственные точки P_1 и P_2 лежат на одной линии с центром L входного зрачка, т. е. для точки L выполняется условие локализации $\beta = 0$. От других точек зрачка лучи приходят в точки P_1 и P_2 с меньшей разностью хода, что и является причиной понижения контраста полос. В этом

случае для простоты принято говорить о приращении разности хода на зрачке. Это приращение от центра зрачка к краю рассчитывается по формуле (III.23). С учетом обозначений на рис. III.7 имеем

$$\delta\Delta = \frac{cu^2}{2} = \frac{cD^2}{8I^2}, \quad (\text{III.23'})$$

где u — угловая апертура входного зрачка.

Ранее было установлено, что критическое приращение разности хода на зрачке равно длине волны; следовательно,

$$u_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2\lambda}{c}}. \quad (\text{III.24}')$$

§ 3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ПЛАСТИНАХ

В интерферометрии пластиной обычно называют слой прозрачного вещества, ограниченный оптическими поверхностями. Пусть падающий под углом i на плоскопараллельную пластину луч делится по амплитуде на два параллельных луча 1 и 2 или $1'$ и $2'$ (рис. III.8). Такие лучи получены из одного первичного луча, значит интерференционная картина локализована в бесконечности.

Разность хода между лучами в проходящем свете

$$\Delta = 2hn \cos r, \quad (\text{III.25})$$

где h — толщина пластины; n — показатель преломления вещества пластины; r — угол преломления лучей на первой поверхности пластины.

В отраженном свете $\Delta' = 2hn \cos r + \lambda/2$, причем добавочная разность хода $\lambda/2$ объясняется различными условиями отражения света и для большинства интерференционных задач обычно не учитывается. Поэтому в дальнейшем будем использовать для обоих случаев единую зависимость (III.25).

Из анализа зависимости (III.25) следует, что возможны два основных способа изменения разности хода — изменением толщины пластины h (или оптической толщины hn) при постоянном угле падения лучей i и изменением угла падения лучей i при постоянной толщине h . В первом случае образуются полосы *равной толщины*, во втором — *равного наклона*.

Рассмотрим схему наблюдения локализованных полос равной толщины в воздушной клинообразной пластине (рис. III.9). Осветитель схемы состоит из коллиматора (L, O_1) и светоделительной пластины M . Выделим из падающего пучка осевой луч 1, 2. Пусть этот луч идет по нормали к поверхности P_1 и под углом α к поверхности P_2 . Интерферирующие лучи отражаются от поверхностей P_1 и P_2 , причем для наблюдателя местом пересечения этих лучей является точка P . Таким образом, поверхность P_2 есть плоскость локализации B полос равной толщины. Полосы расположены параллельно ребру клина, их ширина $b = \lambda/2\alpha$. Для наблюдения полос в схеме используется лупа O_2 .

Выходные зрачки должны быть разведены на величину, меньшую входного зрачка глаза (или другого приемника света).

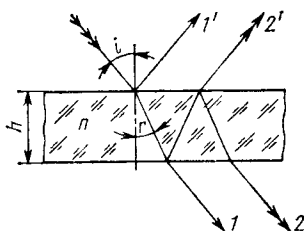


Рис. III.8. Разность хода в плоскопараллельной пластине

В противном случае один из выходных зрачков не уместится на входном зрачке глаза и интерференционная картина видна не будет.

Изображения точки поля P в поверхностях пластины — это соответственные точки входных люков P_1 и P_2 (точки P и P_2 совпа-

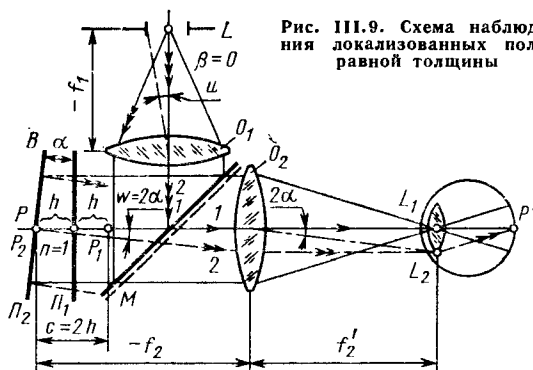


Рис. III.9. Схема наблюдения локализованных полос равной толщины

дают). Расстояние между ними $c = 2h$, поэтому согласно (III.24) критическая угловая апертура входного зрачка

$$u_{\text{кр}} = \sqrt{\lambda/h}.$$

Если полосы равной толщины наблюдаются в стеклянной пластине с показателем преломления n , то ширина полос и угловая

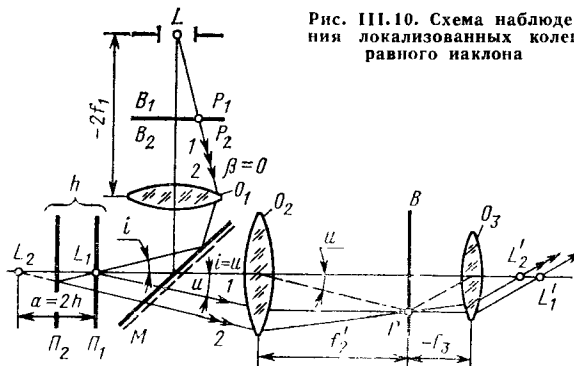


Рис. III.10. Схема наблюдения локализованных колец равного наклона

апертура входного зрачка определяются соответственно выражениями

$$b = \frac{\lambda}{2\alpha n} \text{ и } u_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{\lambda n}{h}}. \quad (\text{III.26})$$

Сравнение воздушной и стеклянной пластин одинаковой клинообразности показывает, что во втором случае наблюдаются более частые, но более яркие полосы.

На рис. III.10 представлена схема наблюдения локализованных колец равного наклона в плоскопараллельной воздушной пла-

стине. Входной зрачок L объективом O_1 проецируется на поверхность Π_1 пластины. Пусть первичный луч падает на пластину под углом i и в результате отражения от поверхностей Π_1 и Π_2 образуется два параллельных луча 1 и 2. Это означает, что интерференционная картина локализована в бесконечности и для ее наблюдения необходима зрительная труба $O_2—O_3$.

Если ось освещающего пучка нормальна к пластине, то интерференционная картина имеет вид колец с центром на оптической оси зрительной трубы. Такой же вывод следует из общей схемы расположения выходных зрачков и поля (см. рис. III.6), поскольку в нашем случае L_1 и L_2 сдвинуты вдоль оси зрительной трубы.

Расстояние между выходными зрачками $a = 2h$, и согласно (III.24) интерференционные кольца имеют угловой размер

$$u_k = \sqrt{\frac{k\lambda}{h}}.$$

При использовании пластины с показателем преломления n последняя зависимость получает более общий вид

$$u_k = \sqrt{\frac{kn\lambda}{h}}. \quad (\text{III.27})$$

Расчет системы колец по формуле (III.27) осуществляется в предположении, что в центре располагается нулевое кольцо ($k = 0$). Такое условие допустимо во вспомогательной системе, используемой во многих практических задачах. В абсолютной же системе порядок интерференции определяется разностью хода (III.25) при условии $u = r$. Поэтому в центре колец максимальный порядок интерференции $N_{\max} = 2h/\lambda$ в общем случае является дробной величиной, т. е. в центре не обязательно имеется светлое или темное пятно.

Выходной люк B расположен в задней фокальной плоскости объектива O_2 ; следовательно, входные люки B_1 и B_2 расположены в передней фокальной плоскости объектива O_1 и совпадают. Благодаря этому конечные размеры входного зрачка не уменьшают контраста колец равного наклона, и с этой точки зрения размеры входного зрачка не ограничены.

Исследуем условия наблюдения колец равного наклона в клинообразной пластине. Если освещенный участок пластины ограничить диафрагмой, то ее диаметр должен быть таким, чтобы приращение разности хода на освещенном участке не превышало λ . После преобразований с учетом (III.25) имеем критический диаметр диафрагмы

$$d_{\text{кр}} = \frac{\lambda}{2n\alpha}, \quad (\text{III.28})$$

где α — величина угла клина.

Очевидно, проще ставить диафрагму в плоскости входного зрачка, а не рядом с пластиной. Следовательно, с точки зрения контраста колец равного наклона, наблюдаемых в клинообразной пластине, входной зрачок не может быть безграничным.

Если известно направление ребра клина, то для увеличения яркости картины можно применять входной зрачок в виде щели, параллельной ребру. Тогда (III.28) определяет критическую ширину этой щели.

В качестве примера рассмотрим измерение малых углов точных стеклянных клиньев с помощью полос равной толщины и с помощью колец равного наклона. В первом случае каким-либо способом измеряется ширина полосы и по формуле (III.26) рассчитывается угол α . Этим способом достаточно просто измеряется величина клина, но не определяется его знак, ибо для толстых пластин необходимо применять источники узкого спектрального интервала, а при этом ничтожное увеличение контраста полос при переходе от толстого края пластины к тонкому нельзя визуально зарегистрировать.

Во втором случае пластину перемещают в направлении, перпендикулярном к оси зрительной трубы и ребру клина, и наблюдают за изменением системы колец. Из (III.25) следует, что увеличение (уменьшение) толщины пластины на $\delta h = \lambda/2n$ вызывает приращение разности хода $\delta\Delta = \pm\lambda$, т. е. вызывает увеличение (уменьшение) порядка интерференции в центре колец на единицу. Таким образом, измерив смещение пластины l , вызывающее появление (исчезновение) в центре одного кольца, рассчитывают угол α по формуле

$$\alpha = \frac{\lambda}{2nl} \quad (\text{III.29})$$

и определяют его знак.

Изменение толщины пластины можно определить не только по изменению разности хода в центре колец, но и по изменению диаметра колец. Второй способ предпочтителен при визуальных измерениях очень малых углов, когда $\delta\Delta < \lambda/2$.

§ 4. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ

Интерферометрические методы определения различных величин сводятся к измерению разности хода или ее производных. Изменения разности хода регистрируются как изменения интенсивности света.

Оценим чувствительность измерения разности хода применительно к двухлучевой интерференции. Из (III.6) имеем

$$d\Delta = \frac{\lambda}{4\pi l} \operatorname{cosec} \frac{2\pi\Delta}{\lambda} dI. \quad (\text{III.30})$$

Максимум чувствительности соответствует точкам поля с разностью хода $N\lambda \pm \lambda/4$ (на рис. III.11 отмечена одна такая точка B). Эти точки поля условно называют серединами полуполос. На краях полуполосы, в точках с максимальной (A) и минимальной (C) интенсивностью света, чувствительность равна нулю.

Погрешности измерения интенсивности света делятся на две группы. Первая группа характеризуется постоянством абсолютной погрешности dI , и для этой группы полностью справедлив вывод о преимуществах измерений в зоне максимальной чувствительности.

Вторая группа характеризуется постоянством относительной погрешности dI/I , и для этой группы

$$d\Delta = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{ctg} \frac{\pi\Delta}{\lambda} \frac{dI}{I}, \quad (\text{III.31})$$

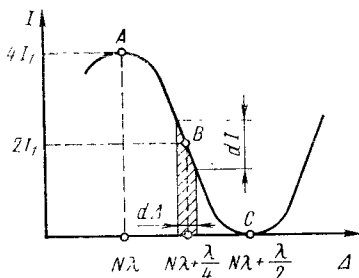


Рис. III.11. Чувствительность измерения разности хода в двухлучевых интерферометрах

откуда следует, что с приближением разности хода к значениям $N\lambda \pm \lambda/2$ погрешность измерения разности хода $d\Delta$ стремится к нулю.

Реальные измерения в общем случае содержат погрешности обеих групп, поэтому предпочтительна рабочая зона разности хода, не симметричная относительно середины полуполосы, а сдвинутая в сторону минимума интенсивности света.

ВИЗУАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

Метод измерения смещения полос. Этот метод заключается в измерении линейного смещения интерференционных полос δb относительно неподвижной визирной линии (рис. III.12, а) или неподвижной системой полос, идентичной подвижной системе (рис. III.12, б).

Зрительное выделение максимума или минимума света в полосе базируется на контрастной чувствительности глаза к сравнению яркости двух близко расположенных объектов (полей сравнения). При сравнении двух участков интерференционной полосы, симметричных экстремуму, не выполняются основные требования визуальной фотометрии, поэтому ось симметрии определяется со значительной ошибкой. Принято считать, что погрешность определения величины δb составляет 0,1 от ширины полосы b (это соответствует погрешности измерения разности хода $0,1\lambda$).

В методе смещения полос нет прямого измерения интенсивности света, поэтому погрешность $0,1\lambda$ нельзя рассчитать по формуле (III.30) или (III.31). Эта величина найдена из длительной практики интерференционных измерений и принята в качестве критерия при сравнительной оценке различных методов.

Погрешность $0,1\lambda$ практически не зависит от ширины полос. Только в том случае, когда видимая ширина полос становится меньше 2 мм , погрешность превышает $0,1\lambda$.

Погрешность измерения смещения полос уменьшают различными способами. Один из них заключается в использовании нониального эффекта. Для этого подвижную систему полос (рис. III.12, б) особым устройством совмещают с неподвижной и измеряют смещение δb , допуская при совмещении полос ошибку не более $0,03\lambda$. Эта ошибка уменьшается вдвое в том случае, если нониальный эффект используется при совмещении двух систем

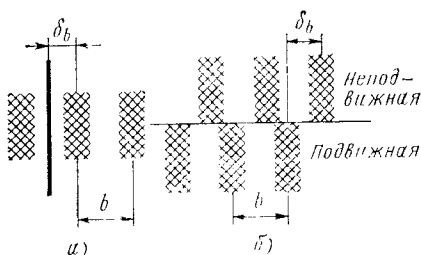


Рис. III.12. Измерение смещений интерференционных полос

полос, перемещающихся навстречу друг другу с удвоенной скоростью.

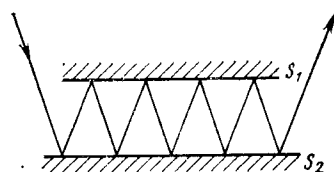


Рис. III.13. Принцип действия зеркального умножителя разности хода

Чувствительность измерений в двухлучевых интерферометрах можно увеличить путем умножения тех приращений разности хода, которые вносит измеряемый объект. Действие системы умножения поясняет рис. III.13. Световой пучок претерпевает в измерительной ветви интерферометра несколько отражений между зеркалами S_1 и S_2 и интерферирует с пучком сравнения. Накопленное приращение разности хода в несколько раз больше смещения одного из зеркал, что и объясняет в конечном счете уменьшение погрешности при измерении этого смещения.

Важно подчеркнуть, что чувствительность измерения разности хода в данном случае не изменяется, а эффект достигается изменением увеличенной разности хода.

Широкие возможности повышения чувствительности измерения разности хода открывает многолучевая интерференция. Ее эффект проявляется в резком увеличении отношения $\left| \frac{dI}{d\Delta} \right|$ в зоне максимальной чувствительности. Подробнее о многолучевой интерференции говорится ниже.

Метод равномерного поля. Этот метод заключается в регистрации яркости равномерно освещенного поля, которое получается при настройке интерферометра на бесконечно широкую полосу равной толщины. По изменению яркости судят об изменении разности хода.

Визуальная регистрация самых малых изменений яркости осуществляется с помощью полутеневого устройства. Принцип его действия заключается в уравнивании яркости двух частей интер-

ференционного поля, причем разность хода в одной половине поля отличается на малую фиксированную величину $2\Delta'$ от разности хода в другой половине. Разность хода $2\Delta'$ создается различными способами, например напылением на одну половину зеркала интерферометра дополнительной тонкой пленки соответствующей толщины.

В двухлучевых интерферометрах яркости полей сравнения B уравниваются при разности хода $\Delta_1 = (2N + 1) \frac{\lambda}{2} - \Delta'$ в одной половине и $\Delta_2 = (2N + 1) \frac{\lambda}{2} + \Delta'$ в другой половине поля. Малое изменение разности хода $\delta\Delta$ в интерферометре нарушает яркостный баланс. Способность глаза улавливать разность ΔB яркостей полей сравнения называют *контрастной чувствительностью глаза* $\Delta B/B$. В оптимальных условиях наблюдения величина $\Delta B/B$ составляет 0,02—0,05.

Минимальное обнаруживаемое изменение разности хода в условиях фоновой засветки находим из (III.31) с учетом (III.21):

$$\delta\Delta_{\min} = \frac{1}{4} \frac{\Delta B}{B} \left(2 \operatorname{tg} \frac{\pi\Delta'}{\lambda} + p \operatorname{cosec} \frac{2\pi\Delta'}{\lambda} \right) \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (\text{III.32})$$

Положив $\Delta B/B = 0,05$; $\Delta' = 0,05\lambda$ и $p = 0,1$, получим $\delta\Delta_{\min} \approx 0,0012\lambda$.

Очевидно, при полном отсутствии паразитной засветки уменьшением Δ' можно достичь еще меньших значений $\delta\Delta_{\min}$. Реальный предел $\delta\Delta_{\min}$ оценивается величиной $\lambda \cdot 10^{-5}$ и объясняется понижением контрастной чувствительности при низкой яркости полей сравнения.

Метод чувствительного цвета. Этот метод заключается в регистрации тональности цветов интерференционного поля при использовании источника белого света. Известно, что наложение красного и фиолетового цветов дает результирующий пурпурный цвет. Этот цвет называют чувствительным, поскольку при незначительном изменении разности хода тональность результирующего цвета быстро изменяется в сторону красного или фиолетового цвета.

Наибольшая насыщенность цветов и наивысшая чувствительность к изменению разности хода соответствует разности хода, близкой к нулю. Экспериментальными исследованиями установлено, что методом чувствительного цвета обнаруживаются изменения разности хода (0,01—0,003) λ .

ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ЭКВИДЕНСИТОМЕТРИИ

Этот метод заключается в выделении на интерферограмме узких линий одинакового почернения (эквиденсит), соответствующих линиям одинаковой интенсивности света в интерференционном поле.

На рис. III.14 схематично показан результат сложения плотностей отрицательного (H) и положительного (P) изображений малого участка интерференционного поля. Возникновение эквиденситы обусловлено тем, что контраст обоих слоев больше единицы.

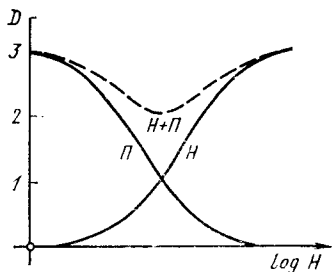


Рис. III.14. Образование эквиденситы первой ступени:

H — негатив; P — позитив; $H+P$ — эквиденситы первой ступени

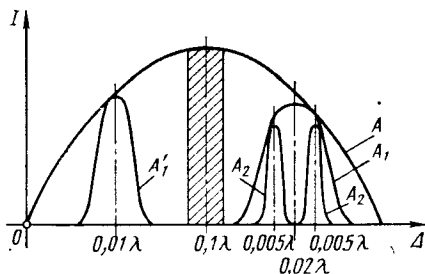


Рис. III.15. Расположение эквиденсит на двухлучевой полосе

Дальнейшая комбинация $H + P$ с ее копией дает эквиденситу второй ступени и т. д.

На рис. III.15 показана схема расположения эквиденсит первой A_1 и второй A_2 ступеней относительно двухлучевой полосы. Для сравнения даны две эквиденситы первой ступени (A_1 и A_1'), полученные при разном контрасте фотоматериалов. На этом же рисунке указана условная ширина эквиденсит, служащая в первом приближении мерой погрешности измерений разности хода.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Метод прямого отсчета. Простая регистрация интенсивности света (потока) на выходе интерферометра или изменений светового потока в процессе сканирования поля осуществляется с помощью объективных фотометров прямого отсчета. Установлено, что погрешность измерений светового потока этими фотометрами в зоне максимальной чувствительности интерферометра не превышает 1—2%, что соответствует согласно (III.30) погрешности измерения разности хода (0,002—0,004) λ . Такой точности регистрации разности хода достаточно для большинства современных интерферометров. В особых случаях значительное увеличение точности достигается применением модуляционного метода.

Модуляционный метод. Метод заключается в том, что разность хода в небольших пределах изменяют по периодическому закону и тем самым осуществляют амплитудную модуляцию светового потока на выходе интерферометра. При помощи фотоприемника регистрируют световой поток от небольшой области интерференционного поля и проводят (например, с помощью резонансного

фильтра) гармонический анализ электрического сигнала фотоприемника. Обычно выделяют первую гармонику сигнала и по ее амплитуде судят об изменении разности хода.

Погрешность измерения разности хода модуляционным методом может быть в принципе как угодно малой, так как при достаточно узкой полосе пропускания фильтр может выделить на фоне собственного шума аппаратуры сколь угодно малый периодический сигнал. Модуляционный метод обеспечивает повышенную помехоустойчивость к медленным и быстрым хаотическим изменениям разности хода, которые могут происходить, в частности, при неравномерном нагреве интерферометра и вследствие механических воздействий на прибор окружающей среды.

Возможности метода не безграничны. С уменьшением полосы пропускания фильтра растет постоянная времени фотоэлектрического устройства, т. е. ограничивается возможность измерения быстрых изменений разности хода. Увеличение постоянной времени требует понижения частоты модуляции, а это приводит к тому, что фильтр начинает пропускать наряду с полезным сигналом низкочастотные колебания, обусловленные флуктуациями интенсивности источника света, увеличением шума фотоприемника и дрейфом коэффициента усиления электронной аппаратуры.

Рассмотрим предельные возможности модуляционного метода при измерении малых амплитуд механических колебаний объекта. Пусть колеблющийся объект жестко связан с зеркалом двухлучевого интерферометра типа Майкельсона. Тогда ток фотоприемника

$$i = i_0 \left[1 + K \cos \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta + 2a \sin \Omega t) \right], \quad (\text{III.33})$$

где i_0 — постоянная составляющая фототока в отсутствие интерференции ($K = 0$); Δ — среднее значение разности хода; a — амплитуда колебаний; Ω — частота колебаний.

Разложим правую часть (III.33) в ряд Фурье и рассмотрим случай, когда измеряемая амплитуда значительно меньше длины волны света ($a \ll \lambda$). В зоне максимальной чувствительности ($\Delta = N\lambda \pm \frac{\lambda}{4}$) амплитуда $a = \frac{i_1}{Ki_0} \frac{\lambda}{2\pi}$, где i_1 — амплитуда первой гармоники фототока.

Принято считать, что минимально обнаруживаемая амплитуда вызывает полезный сигнал, равный шумам регистрирующей аппаратуры. При использовании фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) можно пренебречь тепловыми шумами и учитывать только дробовой эффект фототока, поэтому

$$a_{\min} \approx \frac{2 \cdot 10^{-10} \lambda}{K} \sqrt{\frac{\Delta f}{i_0}}, \quad (\text{III.34})$$

где Δf — ширина полосы пропускания электронного тракта.

Эксперименты показали, что использование в интерферометре даже лампы накаливания обеспечивает $K \approx 0,85$ при $i_0 \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ А}$ и $\Delta f = 0,5 \text{ Гц}$, откуда $a_{\min} \approx 1,2 \cdot 10^{-6} \lambda$.

Модуляционный метод применим и тогда, когда амплитуда механических колебаний одного порядка с λ или даже составляет несколько λ . В этих случаях высокая точность сохраняется, но требуется усложнение методики измерений.

Если исследуемый объект вносит постоянную малую разность хода, то при ее измерении используется специальный модулятор, который модулирует непосредственно не интенсивность света, а разность хода. В качестве таких устройств наиболее успешно используются электромеханические и поляризационные модуляторы.

§ 5. ОСНОВЫ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ПЛАСТИНАХ

При рассмотрении интерференции в пластинах (см. рис. III.8—III.10) учитывались только два отраженных луча. Это упрощение практически справедливо в случае, если поверхности P_1 и P_2 не имеют специальных зеркальных покрытий. Если же такие

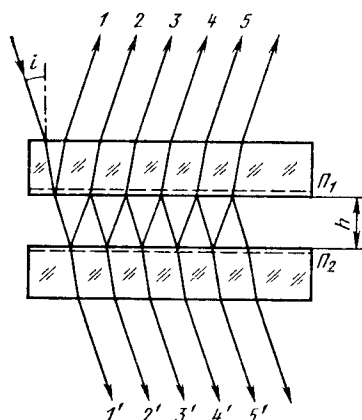


Рис. III.16. Многолучевая интерференция в воздушной пластине

покрытия имеются, то образуется большое число интерферирующих лучей примерно одинаковой интенсивности (как в отраженном, так и в проходящем свете).

На рис. III.16 показана плоскопараллельная воздушная пластина толщиной h , ограниченная поверхностями P_1 и P_2 . Зеркальные покрытия на поверхностях P_1 и P_2 имеют коэффициент отражения ρ , близкий к единице, малый коэффициент пропускания τ и коэффициент поглощения света, приблизительно равный нулю. Последнее обстоятельство близко к действительности только для многослойных диэлектрических

покрытий, но его можно распространить и на металлические слои без значительного ущерба для качества интерференционной картины. Таким образом, можно считать $\rho + \tau = 1$.

Пусть на поверхность P_1 падает луч единичной интенсивности. Интенсивности отраженных лучей $1, 2, 3, \dots$ равны $\rho, \tau^2\rho, \tau^2\rho^3, \dots$, а интенсивности прошедших лучей $1', 2', 3', \dots$ — соответственно $\tau^2, \tau^2\rho^2, \tau^2\rho^4, \dots$. При большом ρ интенсивности лучей убывают медленно, т. е. можно считать, что в интерференции участвует много лучей примерно одинаковой интенсивности. Исключением является луч 1 , который в конечном счете определяет различие картин в отраженном и проходящем свете.

Из курса физической оптики известны формулы Эйри, определяющие результат интерференции бесконечно большого числа лучей постепенно убывающей интенсивности.

При интерференции отраженных лучей

$$I_{\text{отр}} = I_0 \frac{F \sin^2 \delta/2}{1 + F \sin^2 \delta/2}, \quad (\text{III.35})$$

при интерференции прошедших лучей

$$I_{\text{пр}} = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2 \delta/2}, \quad (\text{III.36})$$

где $I_{\text{отр}}$ и $I_{\text{пр}}$ — результирующие интенсивности света; I_0 — интенсивность света, падающего на пластину; $F = \frac{4\rho}{(1-\rho)^2}$ — фактор резкости; δ — разность фаз интерферирующих лучей.

На рис. III.17 показано распределение света в многолучевой полосе в отраженном (рис. III.17, а) и проходящем (рис. III.17, б) свете при различных отражательных способностях зеркал (в скобках указаны значения фактора резкости F). При любом δ $I_{\text{отр}} + I_{\text{пр}} = I_0$.

Полуширина интерференционного минимума (рис. III.17, а) или максимума (рис. III.17, б) связана с фактором резкости зависимостью

$$\varepsilon = \frac{4}{\sqrt{F}}. \quad (\text{III.37})$$

«Резкость» многолучевых интерференционных полос характеризуется отношением

$$\frac{2\pi}{\varepsilon} = \frac{\pi \sqrt{F}}{2} = \frac{\pi \sqrt{\rho}}{1-\rho}.$$

$$(\text{III.38})$$

В теории многолучевой интерференции отношение $2\pi/\varepsilon$ отождествляют с числом эффективно интерферирующих лучей $N_{\text{эфф}}$. Под $N_{\text{эфф}}$ понимают расчетное число одинаково интенсивных лучей, которые дают экстремум той же полуширины ε , что и действительное бесконечно большое число лучей убывающей до нуля интенсивности.

Для наблюдения многолучевых полос равной толщины и колец равного наклона используют оптические системы, аналогичные изображенным на рис. III.9 и III.10 (в проходящем

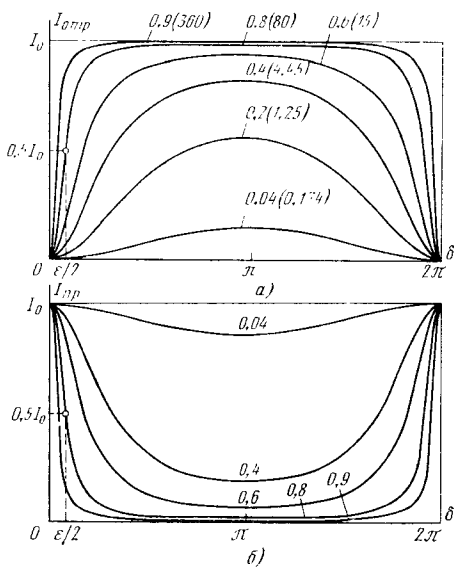


Рис. III.17. Распределение интенсивности в многолучевой картине

свете исключается светоделитель M). Все зависимости, определяющие форму, ширину, направление и локализацию полос, справедливы и в случае многолучевой интерференции.

Основное преимущество многолучевых полос перед двухлучевыми заключается в значительном уменьшении погрешности измерения разности хода.

Сравним чувствительность измерений разности фаз с применением многолучевых и двухлучевых полос. Переход в расчетах к разности фаз не меняет окончательного результата, но упрощает выводы. Продифференцируем (III.36) по δ и найдем чувствительность многолучевых полос:

$$\left| \frac{dI}{d\delta} \right| = I_0 \frac{F \sin \delta/2 \cos \delta/2}{(1 + F \sin^2 \delta/2)^2}.$$

Максимум чувствительности в первом приближении приходится на участок полосы с интенсивностью $0,5I_0$ и с разностью фаз $\delta = \pi/2 = 2\sqrt{F}$, откуда при условии $\sin \delta/2 \approx \delta/2$ и $\cos \delta/2 \approx 1$ имеем

$$\left| \frac{dI}{d\delta} \right|_{\max} = \frac{I_0}{4} \sqrt{F}. \quad (\text{III.39})$$

Максимальную чувствительность для двухлучевых полос находим аналогично из (III.6) при условии $I_0 = 4I_1$:

$$\left| \frac{dI}{d\delta} \right|'_{\max} = \frac{I_0}{2}. \quad (\text{III.40})$$

Сравнив (III.39) и (III.40), можно заключить, что многолучевая интерференция дает выигрыш в чувствительности в $\frac{\sqrt{F}}{1-\rho}$ раз. Эта величина близка к числу эффективно интерферирующих лучей $N_{\text{эфф}}$. Повышением отражения покрытий можно добиться очень большой чувствительности измерений разности хода. Например, при $\rho = 0,95$ чувствительность возрастает в 20 раз. Если измеряется смещение многолучевых полос, то даже при визуальной регистрации погрешность уменьшается в 20 раз и составляет $\frac{0,1\lambda}{20} = 0,005\lambda$.

В реальных интерферометрах чувствительность ограничивается рядом причин. Во-первых, увеличение числа $N_{\text{эфф}}$ ограничено ошибками изготовления поверхностей P_1 и P_2 ; во-вторых, не все лучи из числа $N_{\text{эфф}}$ могут попасть из клинообразной пластины в интерференционное поле, если угловое расхождение лучей больше угловой апертуры приемной оптической системы; в-третьих, реальные металлические покрытия имеют заметное поглощение, которое значительно снижает яркость картины (в проходящем свете) и увеличивает ошибку регистрации полос.

Фотоэлектрическую регистрацию применяют, как правило, при настройке многолучевого интерферометра на бесконечно

широкую полосу с интенсивностью $I = 0,5I_0$. Этим способом удастся достичь самых малых погрешностей измерения разности хода, соизмеримых с дифракционными ограничениями.

§ 6. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИН

Эталон длины метр определен как 1650763,73 длины волн в вакууме излучения линии атома криптона-86. Длина волны этой линии равна $6067,8021 \cdot 10^{-10}$ м, а погрешность ее воспроизведения составляет $5 \cdot 10^{-15}$ м, или около $1 \cdot 10^{-8}$ в относительной мере.

Помимо первичного эталона, существуют вторичные эталоны в виде штриховых и концевых метровых мер. Практическое сравнение некоторого числа длин волн с мерительным инструментом заводов и лабораторий осуществляется посредством промежуточных эталонов концевых мер длины, которые аттестованы с высокой точностью. Концевые меры имеют форму прямоугольного параллелепипеда с двумя полированными измерительными поверхностями и могут притираться одна к другой.

Интерференционный метод обеспечивает наивысшую точность аттестации концевых мер длины. По погрешности аттестации образцовые концевые меры разделяются на пять разрядов (ГОСТ 8.166—75). Допустимые погрешности аттестации длины мер до 10 мм для разрядов 1, 2, 3, 4 и 5 равны соответственно 0,022; 0,055; 0,11; 0,22 и 0,55 мкм.

Концевые меры 1-го разряда длиной до 100 мм аттестуют абсолютным интерференционным методом, например с помощью интерференционного компаратора Кестерса. Концевые меры 3-го разряда длиной до 100 мм аттестуют относительным интерференционным методом по мерам не ниже 2-го разряда на контактном интерферометре Уверского.

КОНТАКТНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР УВЕРСКОГО

Этот прибор предназначен для относительных измерений длины концевых мер 3-го и 4-го разрядов, а также наружных размеров различных изделий методом сравнения их с концевой мерой или с образцовым изделием. Интерферометр можно применять для измерения малых перемещений различных объектов.

Контактный интерферометр построен по принципиальной схеме интерферометра Майкельсона (рис. III.18). Свет от лампы накаливания 1, пройдя асферический конденсор 2, параллельным пучком падает на светоделительную пластину 5. Интерференционный фильтр 4 вводится в световой пучок при градуировке шкалы прибора.

Пластина 5 не имеет специального полупрозрачного покрытия, и поэтому обе ее поверхности могут служить светоделителями. В приборе используется нижняя поверхность при усугублении действия верхней. Для этого нижняя поверхность ограничивается

щелью *A* шириной не более толщины пластины, а верхняя поверхность разграничивается светопоглощающей ширмой *B*, установленной вдоль линии симметрии щели.

Компенсационная пластина *7* необходима для уравнивания разности хода в стекле при наблюдении полос в белом свете. При сборке на заводе пластину *7* устанавливают под малым углом к пластине *5* таким образом, чтобы введением дополнительной разности хода в стекле добиться черной ахроматической полосы и симметричного расположения цветных полос.

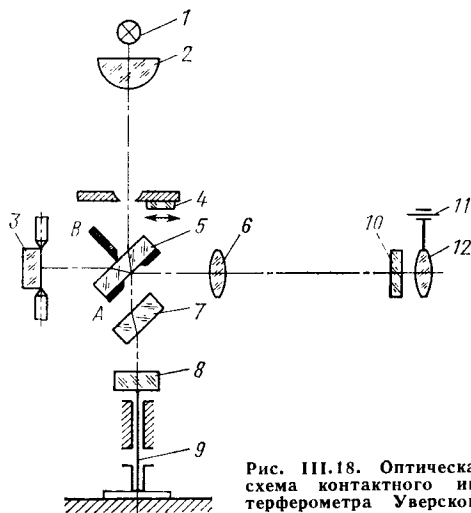


Рис. III.18. Оптическая схема контактного интерферометра Уверского

Интерферирующие пучки отражаются от зеркал *8* и *3* и попадают в объектив *6*. Полосы равной толщины локализируются в плоскости сетки *10*, оптически сопряженной с зеркалами *8* и *3*, и наблюдаются в окуляр *12*, вводимый в схему при повороте вокруг оси *11*. Зеркало *3* можно наклонять относительно вертикальной и горизонтальной осей и тем самым менять ширину и наклон полос. Зеркало *8* укреплено на измерительном стержне *9*. При пере-

мещении зеркала *8* в поле зрения смещается картина полос. Ахроматическая полоса выполняет роль индекса, по которому отсчитывается смещение картины относительно неподвижной шкалы.

Шкала имеет 100 делений. Цена деления шкалы переменная и зависит от ширины интерференционных полос. Цена же интерференционных полос не зависит от их ширины и равна $0,5\lambda$. Рекомендуется работать при настройке интерферометра на цену деления шкалы 0,05; 0,1 или 0,2 мкм.

Отечественная промышленность выпускает вертикальный (ИКПВ) и горизонтальный (ИКПГ) контактные интерферометры с пределами измерения соответственно 150 и 500 мм. Минимальная предельная погрешность измерений контактных интерферометров равна 0,03 мкм.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ КОМПАРАТОР КЕСТЕРСА

Компаратор предназначен для измерения длины концевых мер 1-го и 2-го разрядов. Он представляет собой сочетание интерферометра Майкельсона с монохроматором.

На рис. III.19 показаны оптическая схема прибора и вид его поля зрения. Осветитель монохроматора содержит гелиевую или криптоновую лампу 1 и конденсор 2. Монохроматор имеет входную щель 3, объектив 4 и диспергирующую призму Аббе 5. Параллельные монохроматические пучки попадают в систему интерферометра, состоящего из разделительной пластины 8, компенсатора 9, эталонного зеркала 10 и измеряемой концевой меры 11, притертой к стальной или кварцевой пластине 12. Интерференционные полосы равной толщины наблюдаются из диафрагмы 6 через объектив 7. Сканирование по спектру источника света осуществляется вращением призмы 5.

Все оптические детали прибора закреплены в корпусе. Пластина 12 с концевой мерой установлены на столе, расположенном на основании прибора. Стол можно перемещать в вертикальном направлении и наклонять вокруг трех опорных точек. Интерферометр закрыт теплозащитным кожухом и снабжен термометрами для измерения температуры воздуха и стола, а также ртутным барометром и психрометром для измерения давления и влажности воздуха.

Абсолютные измерения длин концевых мер осуществляют **методом совпадения дробных частей полос**. Наклоном стола добиваются такой картины, при которой полосы на поверхности пластины 12 (во внешнем поле) и короткая сторона меры параллельны. При этом на поверхности меры 11 (во внутреннем поле) должны наблюдаться три—пять полос. Непараллельность полос во внешнем и внутреннем поле, показанная на рис. III.19, является следствием непараллельности торцов меры и на результат измерения существенно не влияет.

Перемещением стола в вертикальном направлении добиваются примерно одинакового контраста полос во внешнем и внутреннем поле. При этом референтная плоскость R (т. е. изображение зеркала 10 в полупрозрачной пластине 8) проходит примерно через середину меры. Перед снятием отсчетов определяют направление увеличения порядка интерференции, для чего легким надавливанием на корпус интерферометра перемещают его вниз и наблюдают за смещением полос. Направление смещения полос и есть направление увеличения порядка (на рисунке слева направо).

Из рис. III.19 следует, что искомая длина меры $l = l_1 + l_2$. В свою очередь, $l_1 = N_1 \lambda / 2$ и $l_2 = N_2 \lambda / 2$, где N_1 и N_2 — по-

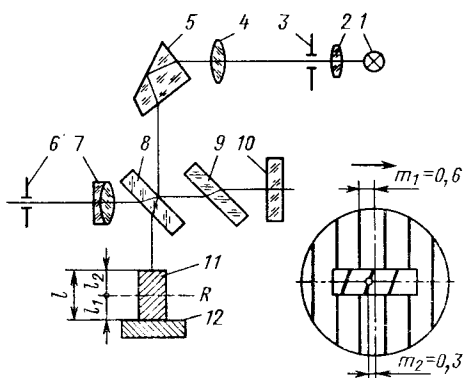


Рис. III.19. Оптическая схема интерференционного компаратора Кестерса и поле зрения

рядки интерференции на вертикальной линии перекрестия во внешнем и внутреннем поле. Эти порядки можно представить в виде $N_1 = M_1 + m_1$ и $N_2 = M_2 + m_2$, где целые части порядков N_1 и N_2 нам пока неизвестны, но дробные части m_1 и m_2 измерены на интерферометре. Таким образом, искомую длину можно выразить в длинах волн

$$l = [(M_1 + M_2) + (m_1 + m_2)] \frac{\lambda}{2} = (M + m) \frac{\lambda}{2}.$$

В отличие от дробной части m , целую часть M нельзя непосредственно измерить. Ее находят следующим образом.

Для ряда длин волн λ' , λ'' , λ''' измеряют дробные части $m'_{\text{изм}}$, $m''_{\text{изм}}$, $m'''_{\text{изм}}$. Затем измеряют (например, на длиннотере) длину плитки l_0 с погрешностью приблизительно 1 мкм. После этого для длины волны λ' рассчитывают целую часть порядка $M' = \frac{l_0}{\lambda'/2} \pm 4$. Из девяти возможных значений выбирают одно, добавляя измеренную дробную часть и определяют длину плитки:

$$l = (M' + m'_{\text{изм}}) \frac{\lambda'}{2}.$$

Повторяют расчет порядка для длины волны λ'' :

$$\frac{l}{\lambda''/2} = M'' + m''.$$

Если m'' совпадает с $m''_{\text{изм}}$, то значение M' выбрано верно. В противном случае M' изменяют на единицу и повторяют расчет до совпадения m'' и $m''_{\text{изм}}$.

Для исключения случайного совпадения m'' и $m''_{\text{изм}}$ расчеты ведут параллельно для других длин волн λ^{III} , λ^{IV} и др. Абсолютного совпадения дробных частей по всем длинам волн ожидать трудно, ибо дробные части измеряются с некоторыми ошибками. Следует выбирать в качестве истинного такой целый порядок, для которого различия расчетных и измеренных дробных частей минимальны для всех длин волн.

Практически при работе с компаратором нет необходимости выполнять трудоемкий расчет, подобный приведенному выше. Имеются таблицы, в которых помещены расчетные значения дробных частей для различных номиналов длин l при использовании нескольких источников света. Зная разности измеренных и табличных величин m для разных длин волн, с помощью специальной счетной линейки находят поправки к номинальным значениям l .

Измерения концевых мер с погрешностью 0,02—0,03 мкм возможны при введении поправок на температуру, давление и влажность воздуха, на разность температур концевой меры и стола, на разность материалов меры и пластины, к которой она притирается.

Особая поправка вносится на ширину входной щели монохроматора. В § 1 данной главы отмечалось, что конечный размер источника света приводит к понижению контраста полос вследствие смещения элементарных полос от отдельных точек источника. Результирующие полосы имеют не только пониженный контраст, но и смещены относительно элементарных полос, соответствующих центру источника, хотя именно для центра источника проводятся расчеты разности хода в компараторе и других интерферометрах. Если угловая апертура входной щели равна u , то к измеренному значению l надо прибавить поправку $\delta l = lu^2/4$. Например, при щели шириной 0,2 мм и фокусном расстоянии объектива 100 мм $u = 1 \cdot 10^{-3}$ рад, а $\delta l = 2,5 \cdot 10^{-7} l$. Если $l = 100$ мм, то $\delta l = 0,025$ мкм.

Жесткие требования накладываются на юстировку интерферометра. Если угол падения лучей из монохроматора на пластину 12 отличается от нормального на величину i , то измеренная длина меньше истинной на величину $\delta l = li^2/2$. Для того чтобы при $l = 100$ мм ошибка δl не превышала 0,01 мкм, необходимо иметь угол $i \leq 4,5 \cdot 10^{-4}$ рад, или $1,5'$.

§ 7. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Большинство оптических поверхностей контролируют с помощью пробных стекол. Однако метод пробного стекла требует непосредственного контакта эталонной и контролируемой поверхностей, что в некоторых случаях недопустимо. В других случаях требуется повышенная точность контроля, поэтому в оптической промышленности наряду с пробными стеклами применяют различные интерферометры, контролирующие поверхности бесконтактным методом.

ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПЛОСКОСТНОСТИ

Большинство интерферометров этой группы построено по принципиальной схеме интерферометра Физо (рис. III.20). Свет монохроматического источника 1 (чаще всего ртутной лампы) собирается конденсором 2 на диафрагме 3, расположенной в фокальной плоскости объектива 6 коллиматора. Интерферирующие пучки отражаются от нижней эталонной плоскости слегка клиновидной пластины 7 и от верхней контролируемой плоскости пластины 8. Последняя установлена на столе 9 и может перемещаться и наклоняться относительно эталона.

Неплоскостность контролируемой поверхности относительно эталонной измеряется величиной искривления полос равной толщины, локализованных на контролируемой поверхности. Эти полосы наблюдают с помощью объектива 6, светоделиителя 4 и

телескопической лупы 5. Характеристики интерференционной картины рассмотрены ранее на примере схемы рис. III.9.

Пластина 7 делается клинообразной для того, чтобы пучок лучей, отраженный от ее верхней поверхности, не попадал в телескопическую лупу и не понижал контраста полос. Обычно угол клина составляет $1-2^\circ$. Такой путь исключения действия нижней поверхности пластины 8 чаще всего непригоден. Рекомендуется смазывать эту поверхность вазелином с сажей и тем самым уменьшать отражение света и увеличивать поглощение отраженного света.

В качестве объектива 6 вполне допустимо использование одиночной плоско-выпуклой линзы. Ее сферическая аберрация вызывает искривление полос, значительно меньшее 0,1 полосы, если толщина зазора между пластинами 7 и 8 не превышает 1 мм. К тому же ее расположение выпуклостью к пластинам дает минимальную дисторсию при наблюдении полос.

По схеме Физо изготовлены интерферометры ИТ-40, ИТ-100, ИТ-70 и ИПП-15 с эталонными пластинами диаметром соответственно 200, 100, 70 и 150 мм. Интерферометры ИТ-40 и ИТ-70 имеют по две эталонные пластины, причем одна из них без покрытия, а на другую нанесено металлическое зеркальное покрытие с коэффициентом пропускания 8—10%. Последняя используется для наблюдения многолучевой интерференции при контроле поверхностей с коэффициентами отражения от 20 до 98%. Эти же интерферометры снабжены винтовыми окулярными микрометрами для измерения искривления полос, а также фотокамерами. Прибор ИТ-70 работает с увеличениями 1; 2,7 и $6\times$, что позволяет контролировать с высокой точностью поверхности достаточно малого диаметра (до 1 мм).

В интерферометре ПК-452 с диаметром пластины 280 мм применен зеркальный объектив коллиматора.

ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ СФЕР

Приборы этой группы строят также по принципиальной схеме интерферометра Физо. Однако воздушная пластина, в которой локализованы полосы равной толщины, ограничена здесь двумя сферами, поэтому освещать ее надо сходящимися или расходящимися пучками лучей по нормальям к поверхностям.

На рис. III.21 показана оптическая схема интерферометра для контроля выпуклых сфер. Монохроматический источник света 1 с помощью конденсора 2 освещает диафрагму 3 (входной зрачок интерферометра L). Объектив 5, показанный только своей

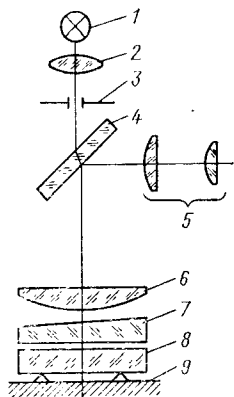


Рис. III.20. Интерферометр Физо

главной плоскостью, переносит входной зрачок в точку L' . С этой точкой совмещены центр кривизны C_1 эталонной сферы Π_1 мениска 6 и центр кривизны C_2 контролируемой сферы Π_2 линзы 7. В этом случае толщина воздушного зазора постоянна, лучи света направляются по нормальям к поверхностям Π_1 и Π_2 , отраженные пучки имеют общий выходной зрачок L' и в зазоре локализуется бесконечно широкая полоса. Выходной зрачок L' переносится объективом 5 с помощью светоделителя 4 в точку L'' , где и наблюдается в юстировочный окуляр 8. Указанное совмещение вы-

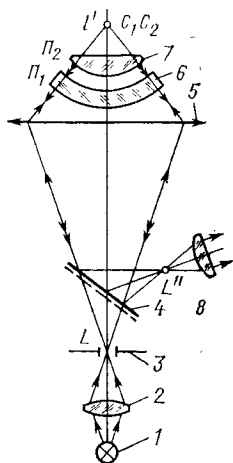


Рис. III.21. Интерферометр для контроля выпуклых сфер

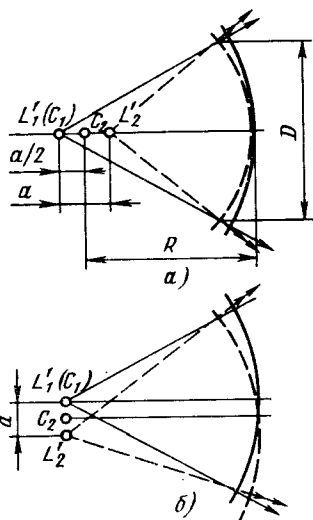


Рис. III.22. Разведение выходных зрачков:
 a — вдоль оптической оси; b — поперек оптической оси

ходных зрачков L'_1 и L'_2 (т. е. центров кривизны отраженных пучков) в одной точке L' достигается при настройке прибора микрометрическими перемещениями линзы 7.

Интерференционные полосы равной толщины наблюдают при вынута окуляре 8 либо непосредственно глазом из точки L'' , либо с помощью телескопической лупы.

Рассмотрим, к чему приводит несовпадение выходных зрачков L'_1 и L'_2 . Пусть линза 7 смещена вдоль оптической оси на малый отрезок $a/2$ (рис. III.22, а). Тогда выходные зрачки L'_1 и L'_2 разведены на величину a , и согласно (III.23) на поверхности линзы видно k интерференционных колец:

$$k = \frac{a}{8\lambda} \left(\frac{D}{R} \right)^2,$$

где D/R — действующее относительное отверстие контролируемой поверхности.

При $D/R = 1$ и $\lambda = 0,5$ мкм появление одного кольца связано со смещением линзы на величину $a/2 = 2$ мкм. В этих условиях чувствительность перемещения линзы должна быть не хуже

0,2 мкм, с тем чтобы можно было регулировать кривизну полос с погрешностью до 0,1 полосы.

Пусть теперь линза 7 смещена поперек оптической оси на малый отрезок $a/2$ (рис. III.22, б). Согласно (III.7) на поверхности линзы наблюдается k прямых полос:

$$k = \frac{a}{\lambda} \left(\frac{D}{R} \right).$$

Если по-прежнему $D/R = 1$ и $\lambda = 0,5$ мкм, то к появлению одной полосы приводит смещение линзы на величину $a/2 = 0,25$ мкм. Таким образом, для регулировки ширины полос механизмы поперечных перемещений линзы также должны обладать чрезвычайно высокой чувствительностью и жесткостью конструкции.

Большую партию линз контролируют с помощью образцовой линзы точно известного радиуса R_0 . По этой линзе интерферометр настраивают на бесконечно широкую полосу, а затем на посадочное кольцо кладут поочередно контролируемые линзы и измеряют числа колец k . Разность радиусов кривизны $\delta R = R - R_0$ можно найти из (III.23) при условии $\delta R = a/2$. Для точных измерений вносится поправка на глубину посадки линз на кольцо диаметром D_0 , откуда

$$\delta R = \frac{4k\lambda}{1 + D_0^2/8R^2} \left(\frac{R}{D} \right)^2.$$

Ошибка измерения числа колец k не превышает 0,5—1, что при $D/R = 1$ соответствует погрешности определения $\delta R = 1 \div 2$ мкм.

Местные ошибки поверхности при наблюдении колец трудно различимы. Для измерения рекомендуется перемещениями линзы перенастроить интерферометр на наблюдение примерно прямых полос и по их искривлению оценивать местные ошибки. В этом случае погрешность измерения будет не выше 0,1 полосы.

Ртутная лампа дает картину достаточного контраста при воздушном промежутке толщиной до 15 мм. Это означает, что одним эталонным мениском можно контролировать поверхности, радиусы которых отличаются не более чем на 15 мм. Если же в комплект прибора входит несколько менисков, то диапазон измерения значительно расширяется. Предельные значения радиусов кривизны и диаметров контролируемых выпуклых сфер определяются величиной рабочего отрезка объектива 5 (см. рис. III.21) и его относительным отверстием.

По схеме рис. III.21 изготовлены экспериментальные образцы интерферометров КЮ-210 и ИТ-154. Интерферометр КЮ-210 — прибор универсальный. На нем контролируют выпуклые сферы в широком диапазоне радиусов кривизны (от 10 до 335 мм). Для этого используют пять сменных объективов с относительными отверстиями от 1 : 1,2 до 1 : 5,8 и 26 сменных менисков.

Для контроля вогнутых сфер в схеме применен отрицательный объектив 1, дающий расходящийся гомоцентрический пучок, и мениск 2 с эталонной выпуклой сферой (рис. III.23, а). С помощью четырех сменных объективов с относительными отверстиями от 1 : 1,1 до 1 : 4,5 и двадцати сменных менисков контролируют вогнутые сферы 3 с радиусами кривизны от 80 до 346 мм.

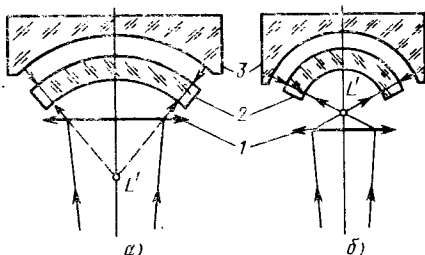


Рис. III.23. Интерференционные схемы контроля вогнутых сфер с большими и малыми радиусами кривизны

Интерферометр ИТ-154 — уникальный прибор для контроля выпуклых сфер в небольшом диапазоне радиусов кривизны (от 10 до 51 мм), но с большими углами охвата (до 140°). Прибор имеет один сложный объектив с относительным отверстием 1 : 0,53 и три сменных мениска. Объектив выполнен по схеме микрообъектива и содержит девять линз с диаметрами от 97 до 258 мм. Сверхсложный в изготовлении объектив сдерживает практическое использование интерферометров ИТ-154.

При контроле вогнутых сфер малых радиусов кривизны отрицательный объектив заменяется на положительный микрообъектив большой апертуры, создающий действительный выходной луч L' (рис. III.23, б). По указанной схеме были изготовлены экспериментальные образцы интерферометров КЮ-211 и ИТ-148. Последний имеет один микрообъектив с апертурой 0,95 и с помощью четырех сменных менисков контролирует вогнутые сферы с радиусами кривизны от 13 до 60 мм при угле охвата 140° .

ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ АСФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

На рис. III.24 показаны две принципиальные схемы интерферометров. В обоих случаях используется видоизмененная схема интерферометра Майкельсона, включающая в одну из ветвей автоколлимационную систему с контролируемой поверхностью.

Первая схема основана на использовании анаберрационных точек (фокусов) отражающих асферических поверхностей второго порядка. На рис. III.24, а приведена схема контроля выпуклого гиперboloида. В выходном луче интерферометра 10 в простейшем случае находится глаз наблюдателя. Фокусирование на выходной лучок осуществляется объективом 9.

Анаберрационность фокусов F_1 и F_2 асферической поверхности означает, что точечный источник света, помещенный в точку F_1 , идеально изображается в другом фокусе F_2 , который является центром сферической волны.

Если испытываемая поверхность имеет идеальную форму, а центр кривизны C сферического зеркала 7 и задний фокус F' объектива 5 совмещены с геометрическими фокусами F_1 и F_2 , то волновой фронт выходящей из рабочей ветви волны должен быть плоским. Плоская волна из рабочей ветви интерферирует с плоской эталонной волной; образуется картина полос равной толщины. По виду этих полос судят о качестве асферической поверхности.

По первой схеме построен опытный образец интерферометра ИКП-1. В качестве монохроматического источника света 1 в нем используются натриевая ДНАС-18 или ртутная ДРС-50 лампы.

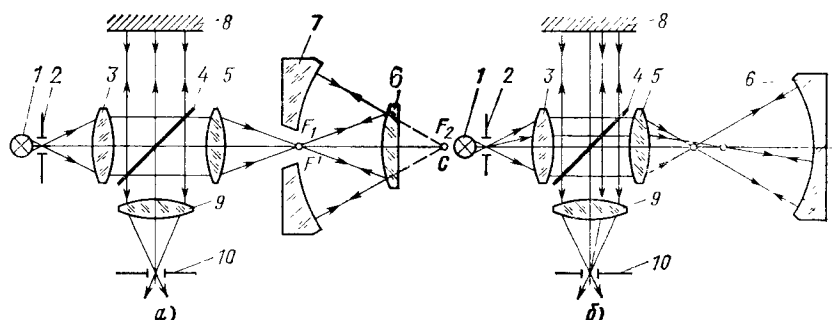


Рис. III.24. Принципиальные схемы интерферометров для контроля асферических поверхностей:

а — методом анаберрационных точек; *б* — компенсационным методом

После диафрагмы 2, объектива 3 и полупрозрачной пластины 4 свет попадает на объектив 5. Объектив 5, создающий гомоцентрический пучок лучей, хорошо скорректирован на сферическую aberrацию и условие синусов для желтой линии натрия D ($\lambda = 5893 \text{ \AA}$) и для зеленой линии ртути e ($\lambda = 5461 \text{ \AA}$). В комплект прибора входят четыре объектива аналогичной конструкции с апертурами 0,5; 0,4; 0,3 и 0,2; диаметры зрачков входа у всех объективов равны 20 мм.

Лучи света дважды отражаются от контролируемой поверхности детали 6, в результате чего чувствительность интерференционного метода повышается вдвое. Вместе с тем двойное отражение может значительно уменьшить интенсивность рабочего пучка и контраст картины, поэтому на контролируемую поверхность необходимо наносить зеркальное покрытие.

В приборе предусмотрены устройства для юстировочного поворота и перемещения основного блока (детали 6 и зеркала 7), зеркала 8 и поступательного перемещения объектива 5. При незначительных схемных перестройках прибор позволяет контролировать выпуклые и вогнутые эллиптические, гиперболические и параболические поверхности диаметром до 250 мм с относительным отверстием 1 : 1,3 с погрешностью измерения не свыше 0,2 мкм.

Вторая схема (рис. III.24, б) основана на компенсационном методе. В рабочей ветви интерферометра установлен компенсационный объектив 5. С его помощью плоский волновой фронт преобразуется в волновой фронт, который совпадает с теоретическим профилем контролируемой поверхности. После отражения и вторичного прохождения через компенсационный объектив волновой фронт остается плоским. Остальная часть интерферометра работает по предыдущей схеме.

Совпадение скомпенсированного фронта волны и профиля контролируемой поверхности возможно в том случае, если все лучи, выходящие из компенсационного объектива, совпадают с нормальными к поверхности. Другими словами, это совпадение соблюдается тогда, когда сферическая аберрация объектива равна продольной аберрации нормали к контролируемой поверхности.

Интерферометр с компенсатором дает возможность контролировать асферические поверхности любого порядка. Даже в тех случаях, когда не удастся подобрать идеальный компенсационный объектив, можно заранее рассчитать вид интерференционной картины при имеющемся объективе и идеальной асферической поверхности, а затем сравнить расчетную и реальную картины. Различие картин покажет ошибки асферической поверхности.

Схема на рис. III.24, б реализована в интерферометре ИКАП-1. Диаметр контролируемых на этом приборе вогнутых поверхностей не может превышать 450 мм, а выпуклых — 150 мм.

§ 8. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВЫСОТЫ МИКРОНЕРОВНОСТЕЙ

Интерферометры, предназначенные для измерения высоты микронеровностей или следов обработки на металлических или других поверхностях высоких классов чистоты, называют *микроинтерферометрами*. Как и при контроле плоскостности, измерение высоты микронеровностей осуществляют по искривлению полос равной толщины. Но оптический прибор, предназначенный для наблюдения мелких неровностей, должен обладать большим увеличением и высокой разрешающей способностью. Поэтому микроинтерферометры представляют собой сочетание интерферометра типа Майкельсона (реже Физо) и микроскопа.

МИКРОИНТЕРФЕРОМЕТР ЛИННИКА

На рис. III.25 показана оптическая схема микроинтерферометра МИИ-4, являющегося основной моделью отечественных двухлучевых микроинтерферометров. Нить лампы накаливания 1 конденсором 2 с междулинзовым светофильтром проецируется в плоскость апертурной диафрагмы 3. Объектив 5 с помощью полупрозрачной пластины 8 переносит изображение диафрагмы 3 в плоскость входных зрачков двух одинаковых микрообъективов 7 и 10, а изображение полевой диафрагмы 4 — в бесконечность.

Микрообъективы 7 и 10 дают действительные изображения полевой диафрагмы соответственно на проверяемой поверхности 6 и на плоском эталонном зеркале 11. Плоскопараллельная компенсационная пластина 9 является обязательным элементом любого интерферометра по схеме Майкельсона, работающего в бе-



Рис. III.25. Оптическая схема микроинтерферометра МИИ-4

лом свете; она выравнивает длины хода в стекле двух интерферирующих пучков лучей.

Изображение проверяемой поверхности и полосы равной толщины, локализованные на ней, переносятся объективами 7, 10, 13 и зеркалом 14 в плоскость сеток винтового окулярного микрометра 12. Строго говоря, здесь одновременно наблюдается и изображение зеркала 11, но оно обычно настолько качественно, что не мешает наблюдению основных картин.

При выведении из оптической схемы зеркала 14 изображение полос и неровностей проекционным объективом 15 и зеркалом 17 переносится на фотопленку 16.

Интерференционные полосы своей формой в большом масштабе воспроизводят профиль контролируемого участка поверхности. Ширину и направление полос можно менять, смещая объектив 10 перпендикулярно оптической оси и поворачивая его

в смещенном положении вокруг неподвижной оптической оси системы. В результате настройки интерференционные полосы устанавливаются перпендикулярно следам обработки поверхности. Микроинтерферометры предназначены для измерения высоты неровностей на таких поверхностях, следы обработки на которых параллельны друг другу. При хаотическом направлении царапин интерференционная картина имеет сложный вид и измерение неровностей становится невозможным.

Величину искривления полос оценивают на глаз или измеряют окулярным микрометром. Высоту или глубину неровности δh вычисляют по формуле

$$\delta h = 0,5\lambda \frac{\delta b}{b},$$

где λ — средняя длина волны используемого участка спектра; δb — величина искривления полосы; b — ширина полосы.

Если неровность имеет профиль ступеньки, то интерференционные полосы претерпевают разрыв. Для измерения высоты такой неровности светофильтр выводят из оптической схемы и наблюдают полосы в белом свете. Ахроматическая полоса, выделяющаяся из цветных, помогает безошибочно определить форму полосы в зоне разрыва.

Для того чтобы погрешность измерения искривления δb была не более 0,1 полосы, видимая в микроскоп ширина полос должна составлять не менее 3 мм. Полосы шириной 3 мм видны в микроскоп с увеличением $500\times$ в том случае, если ширина полос b_0 на контролируемой поверхности равна 0,006 мм. Такие полосы получают при смещении микрообъектива 10 на величину

$$a/2 = \frac{\lambda f'}{2b_0},$$

где f' — фокусное расстояние микрообъектива, равное 6,2 мм; при $\lambda = 5,5 \cdot 10^{-4}$ мм смещение $a/2 = 0,28$ мм. Соответствующее смещение выходного зрачка эталонной ветви $a = 0,56$ мм.

Такое же смещение выходного зрачка, т. е. полосы такой же ширины, можно было бы получить поворотом зеркала 11 на угол $\alpha = a/2f' = 4,5 \cdot 10^{-2}$ рад, или приблизительно $2,5^\circ$. Как видно из расчетов, введение необходимых полос сбонии методами технически легко осуществимо, но предпочтение отдано первому способу, ибо он не приводит к понижению контраста полос на краях поля зрения, которое происходит при наклоне зеркала 11 или поверхности b в результате расфокусировки.

Отечественная промышленность выпускает микроинтерферометр МИИ-10, являющийся разновидностью МИИ-4 со специально пониженной чувствительностью. Он предназначен для измерения шероховатости сравнительно грубых поверхностей с параметрами шероховатости Ra от 2,5 мкм до 0,04 мкм. В МИИ-10 контролируют не саму поверхность, а ее отпечаток (реплику) на прозрач-

ной пленке, помещенный в специальную камеру с иммерсионной жидкостью. Благодаря этому могут быть испытаны внутренние поверхности, а также поверхности труднодоступных участков изделия. Иммерсионно-репλικовым методом контролируют поверхности с $Ra = 2,5 \div 0,08$ мкм. При контроле поверхностей с $Ra = 0,16 \div 0,04$ мкм МИИ-10 используют как обычный микроинтерферометр.

Основные требования к микроинтерферометрам установлены ГОСТ 9847—61. Главное из них — чувствительность прибора. Она должна быть не меньше 0,05 полосы. За *чувствительность прибора* принята величина изгиба интерференционной полосы на ступени, напыленной на стеклянной плоской пластине, выраженная в долях полосы, которая может быть видима в поле зрения прибора и измерена с помощью отсчетного устройства.

Основные характеристики трех микроинтерферометров приведены в табл. III.1. МИИ-4 отличается от обычных двухлучевых интерферометров наличием двух микрообъективов большой апертуры.

Таблица III.1

Характеристики интерферометров

Параметры	МИИ-4	МИИ-9	МИИ-10
Параметры шероховатости по ГОСТ 2789—73	$Ra = 0,16 \div \div 0,02$ мкм $Rz = 0,1 \div \div 0,25$ мкм	$Ra = 0,16 \div \div 0,02$ мкм $Rz = 0,1 \div \div 0,25$ мкм	$Ra = 2,5 \div \div 0,04$ мкм
Увеличение прибора, крат:			
при визуальном наблюдении	490	500 и 700	375 и 500
при фотографировании	260	125	200
Размеры поля зрения, мм:			
при визуальном наблюдении	0,32	0,35 и 0,25	0,48 и 0,36
при фотографировании	0,10	0,19×0,29	0,12×0,18
Апертура микрообъектива	0,65	0,50	0,50
Габаритные размеры прибора, мм	300×340×380	300×340×380	320×370×400
Масса прибора, кг	23	23	30

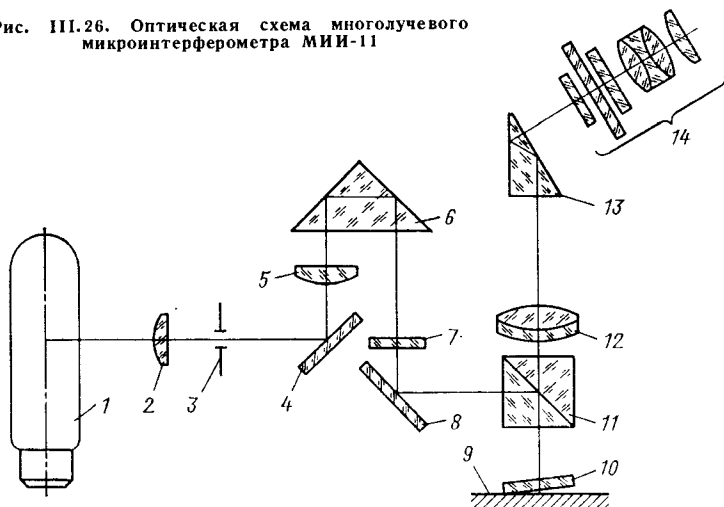
МНОГОЛУЧЕВОЙ МИКРОИНТЕРФЕРОМЕТР МИИ-11

Приборы, основанные на определении смещения или формы интерференционных полос, образованных в воздушном клине между двумя частично пропускающими зеркальными поверхностями малого размера, называют *многолучевыми микроинтерферометрами*. Они предназначены для измерений толщины тонких пленок, малой неплоскостности поверхностей и малых линейных перемещений.

Многолучевые микроинтерферометры построены на использовании отраженного света, поскольку наиболее распространенными являются непрозрачные объекты измерения.

Принципиальная схема МИИ-11 базируется на классической схеме Физо (рис. III.26). Светящееся тело монохроматического источника света 1 (натриевой лампы ДНаС-18 или ртутной лампы ДРС-50) проецируется конденсором 2 на диафрагму 3, установленную в фокальной плоскости объектива коллиматора 5. С помощью зеркал 4, 8 и призмы 6 обеспечивается компактность осветителя.

Рис. III.26. Оптическая схема многолучевого микроинтерферометра МИИ-11



Параллельный пучок лучей после отражения от светodelительного слоя призмы-куба 11 направляется на исследуемую поверхность 9, в контакте с которой находится сменная интерференционная пластинка 10. На нижней стороне пластинки 10 нанесено многослойное светodelительное покрытие.

Многолучевая картина полос равной толщины локализуется на контролируемой поверхности 9 и рассматривается в микроскоп малого увеличения, состоящий из объектива 12, призмы 13 и винтового окулярного микрометра 14. Интерференционный светофильтр 7 вводится в ход лучей при работе с лампой ДРС-50.

В результате многолучевой интерференции в отраженном свете в поле зрения видны узкие черные полосы на светло-желтом или светло-зеленом фоне (см. рис. III.17, а). При такой картине глаз наблюдателя может заметить искривление или смещение полос, равное 0,02 расстояния между полосами, что соответствует изменению исследуемой величины на 0,005 мкм. Эта величина принимается за чувствительность многолучевого микроинтерферометра.

Величина отклонения исследуемой поверхности от идеальной плоскости или величина уступа на поверхности δL вычисляется по формуле

$$\delta h = 0,5\lambda\delta N,$$

где δN — величина изгиба (излома) интерференционных полос в долях расстояния между ними.

Условия образования тонких, резких и контрастных полос равной толщины в клинообразной пластине исследованы рядом ученых и отражены в фундаментальных работах по оптике.

Пусть параллельный пучок лучей падает на клинообразную воздушную пластину, образованную двумя плоскими полупрозрачными поверхностями P_1 и P_2 (рис. III.27). Толщина промежутка, соответствующего точке O , равна h , угол клина мал.

На рис. III.27 для простоты показаны только три луча, приходящие в точку O . Очевидно, угол между лучом, отразившимся от наклонной грани N раз, и лучом, прошедшим пластину без отражений ($N=0$), равен $2N\alpha$.

Известно, что разность хода между нулевым и N -м лучами

$$\Delta \approx 2Nh - 4/3N^3\alpha^2h.$$

По сравнению с плоскопараллельной пластиной, где $h = \text{const}$, в клине образуется добавочная разность хода. Если она не превышает величины $0,5\lambda$, то контраст полос достаточен для наблюдения, т. е.

$$\frac{4}{3}N^3\alpha^2h \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (\text{III.41})$$

Согласно (III.38) в интерференции эффективно участвует ограниченное число лучей $N_{\text{эф}} \approx \frac{\pi \sqrt{V\rho}}{1-\rho}$. Для того чтобы охватить все $N_{\text{эф}}$ лучей, числовая апертура объектива микроскопа должна удовлетворять условию

$$A \geq 2N_{\text{эф}}\alpha. \quad (\text{III.42})$$

На рис. III.27 видно, что интерферирующие в точке O лучи собираются из некоторого участка пластины протяженностью l_N . Этот участок должен быть меньше разрешающей способности микроскопа, т. е.

$$l_N \leq \frac{\lambda}{A}. \quad (\text{III.43})$$

Из геометрических расчетов

$$l_N \approx 2N_{\text{эф}}^2 \alpha h. \quad (\text{III.44})$$

Пусть на пластине диаметром D наблюдается k полос. Тогда

$$\alpha = \frac{k\lambda}{2D}. \quad (\text{III.45})$$

Решив совместно (III.42)—(III.45), находим условие для наибольшей толщины клина:

$$h_{\text{max}} = \frac{D^2}{N_{\text{эф}}^3 k^2 \lambda}. \quad (\text{III.46})$$

Сравнение (III.41) и (III.46) показывает, что во втором случае толщина пластины должна быть в 1,5 раза меньше, чем в первом. При использовании в измерениях клина толщиной h_{max} достигается дополнительный выигрыш в контрасте полос.

В МИИ-11 применяется микроскоп с увеличением $60\times$ (при увеличении окуляра $15\times$), линейным полем зрения 2,5 мм и апертурой объектива 0,1. В комплект прибора входят четыре набора сменных пластин с коэффициентами отражения покрытий 0,45; 0,65; 0,75 и 0,9. С их помощью можно контролировать поверхности с коэффициентом отражения от 0,3 до 1.

Основным недостатком многолучевых микроинтерферометров по схеме Физо является малая апертура объектива микроскопа. Объектив большой апертуры нельзя применять в этой схеме потому, что он имеет малый рабочий отрезок и в его пределах нельзя разместить эталонную пластинку. Малая же апертура объектива дает низкую разрешающую способность, поэтому МИИ-11 нельзя применять для точных измерений микронеровностей, шаг которых меньше предела разрешения.

§ 9. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

ИНТЕРФЕРОМЕТР ИТР-1 ПО СХЕМЕ РЕЛЕЯ

Оптическая схема интерферометра ИТР-1 показана на рис. III.28 в двух проекциях. Лампа накаливания 1 с помощью конденсора 2 освещает узкую щель 3. Параллельный пучок лучей, вышедший из объектива 4, проходит через диафрагму 5 с двумя широкими щелями, через двойную кювету 7, помещенную в термокамеру 6, и через пластины компенсатора 8 и 9 попадает в объектив 11 зрительной трубы. Интерференционную картину, образовавшуюся в фокальной плоскости объектива 11, наблюдают с помощью цилиндрического окуляра 12 и глазной линзы 13.

Интерферометр Релея относится к группе приборов, где когерентные волны получают делением одной волны на две части с помощью диафрагмы 5. Интерференционные полосы в нем не

имеют одинаковой интенсивности даже в случае монохроматического источника бесконечно малого размера. Это объясняется тем, что две щели диафрагмы 5 не являются источниками параллельных пучков, одинаково интенсивных в любом направлении. Интенсивность этих пучков подчиняется законам дифракции Фраунгофера на щелях и поэтому окончательно можно представить распределение интенсивности света в фокальной плоскости объектива 11 следующей зависимостью:

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \frac{\pi s \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi s \varphi}{\lambda}\right)^2} \cos^2 \frac{\pi a \varphi}{\lambda},$$

где I_0 — интенсивность света в центре картины; φ — угловая координата картины полос; s — ширина щелей в диафрагме 5; a — расстояние между центрами этих щелей.

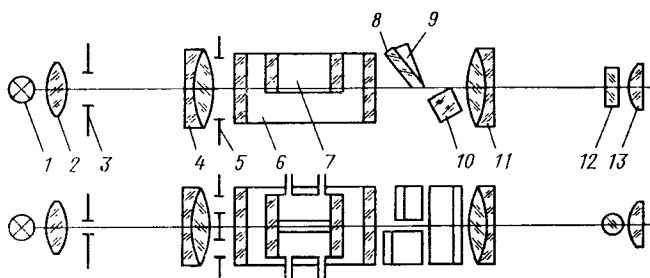


Рис. III.28. Оптическая схема интерферометра ИТР-1

Сомножитель, зависящий от ширины щелей s , определяет дифракционное распределение света, а сомножитель, зависящий от расстояния между щелями (лучами), определяет интерференционный эффект.

Угловая координата первого дифракционного минимума составляет λ/s , а угловая координата первого интерференционного максимума — λ/a . Это означает, что при $a > s$ в пределах нулевого дифракционного максимума расположено не менее двух интерференционных полос. В реальном приборе этих полос обычно не менее пяти. При использовании источника белого света центральная полоса выделяется среди других не только своей яркостью, но и ахроматичностью.

В поле зрения окуляра видны две системы интерференционных полос. Нижняя система полос неподвижна, а положение верхней системы зависит от разности хода пучков лучей при прохождении ими кювет 7, заполненных сравниваемыми веществами. Эту разность хода измеряют, наклоняя пластину 8 поворотом микрометрического винта компенсатора и добиваясь того, чтобы верхняя ахроматическая полоса стала продолжением нижней, выполняющей роль индекса.

Высокая точность нониального совмещения двух систем обеспечивается тонкой линией раздела двух картин. Этой цели служит плоскопараллельная пластина 10, наклоном которой при юстировке прибора смещают нижний пучок лучей так, чтобы он соприкасался с верхним пучком. В этих условиях погрешность совмещения картин не превышает 0,03 полосы.

Величину δn вычисляют по формуле

$$\delta n = \Delta/L,$$

где Δ — разность хода, определяемая с помощью компенсатора; L — длина кювет. Ошибка определения dn разницы показателей преломления и ошибка измерения разности хода связаны соотношением $dn = d\Delta/L$. Например, при кювете длиной $L = 500$ мм и $\lambda = 5,5 \cdot 10^{-4}$ мм ошибка $dn \approx 3 \cdot 10^{-8}$.

В комплект ИТР-1 входят кюветы для газов длиной от 100 до 1000 мм и для жидкостей длиной от 5 до 80 мм.

Контраст интерференционных полос зависит главным образом от ширины щели 3. Критическая угловая ширина щели $d_{кр}$ равна угловой ширине интерференционной полосы. Если фокусное расстояние объектива 4 равно f' , то критическая линейная ширина щели $d_{кр} = f' \frac{\lambda}{a}$. Последнее соотношение приводится к (III.13), поскольку отношение a/f' есть угол β выхода интерферирующих лучей из щели. Для получения полос достаточно высокого контраста входную щель надо брать в 3—4 раза меньше критической.

Интерферометру Релея принципиально присущи довольно большой угол β , очень узкая входная щель (всего несколько микрометров) и, как следствие, низкая яркость полос.

В зрительной трубе угол пересечения интерферирующих лучей ω имеет примерно такую же величину, что и угол β , поэтому возникают полосы шириной порядка десяти микрометров. Для их наблюдения нужен окуляр очень большого увеличения. В качестве такого окуляра используют цилиндрическую стеклянную палочку диаметром 2—3 мм. Ее увеличение в направлении, перпендикулярном к полосам, примерно $150\times$, а вдоль полос — единица. Отсутствие увеличения вдоль полос позволяет выиграть в яркости картины примерно в 150 раз по сравнению со сферой диаметром 2—3 мм.

В интерферометре ИТР-2, предназначенном только для измерения показателя преломления жидкостей, использован автоколлимационный ход лучей, дважды проходящих через кюветы. Благодаря этому при той же длине кювет точность измерений повышается вдвое.

Все недостатки интерферометров Релея перекрываются главным преимуществом — высокой степенью стабильности взаимного положения двух систем полос. Главная причина заключается в малом удалении рабочей и вспомогательной ветвей интерферо-

метра. Внешние (механические и температурные) воздействия на прибор одинаково сказываются на обеих картинах, что не влияет на результат измерения. Высокая стабильность каждой из картин, в свою очередь, зависит от малого удаления интерферирующих пучков в обеих ветвях.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ШИ-7 ПО СХЕМЕ ЖАМЕНА

Этот прибор относится к группе шахтных интерферометров, предназначенных для определения концентрации метана и углекислого газа в рудничном воздухе. На рис. III.29 представлена оптическая схема ШИ-7. Свет от лампочки накаливания 1 формируется конденсором 2 в узкий параллельный пучок. После отражения от зеркала 3 пучок лучей поступает на главный элемент интерферометра Жамена — толстую плоскопараллельную пластину 6, задняя поверхность которой имеет зеркальное покрытие, и делится на ней по амплитуде на два пучка.

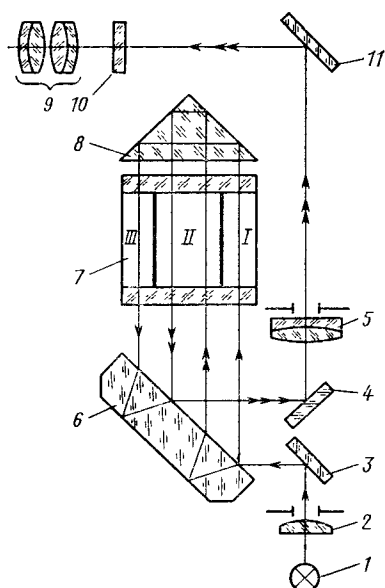


Рис. III.29. Оптическая схема интерферометра ШИ-7

Первый пучок проходит плоскости I и III газовой камеры 7, заполненные чистым воздухом, второй пучок дважды проходит полость II, заполненную рудничным воздухом. Призма 8 превращает классическую схему интерферометра Жамена с двумя пластинами в автоколлимационную систему, которая дает выигрыш в чувствительности измерений и уменьшает габаритные размеры прибора.

Интерферирующие пучки вновь соединяются пластиной 6 и после

отражения от зеркала 4 попадают в объектив 5 зрительной трубы. В плоскости сетки 10 с помощью окуляра 9 наблюдаются прямые полосы равного наклона.

При юстировке прибора призму 8 наклоняют на малый угол так, чтобы изображение пластины 6 образовало с самой пластиной воздушный клин, ребро которого параллельно плоскости рисунка. В этом случае полосы равного наклона расположены также параллельно плоскости рисунка и среди них выделяется центральная ахроматическая полоса. После установки полос «удобной» ширины призму 8 закрепляют. Подвижкой зеркала 11 полосы можно перемещать относительно неподвижной шкалы.

В интерференции участвуют только два пучка примерно одинаковой интенсивности ($\sim 4\%$ от интенсивности падающего пучка). Пучки с большой и малой интенсивностью задерживаются диафрагмами.

Поперечные размеры полостей камеры 7 определяются расстоянием между лучами после отражения от пластины 6. Получить толстые однородные пластины трудно. Кроме того, в толстых пластинах колебания температуры заметно изменяют разность хода. Поэтому в интерферометрах Жамена расстояние между лучами ограничено.

Исследования схемы интерферометра Жамена показали, что ширина полос равного наклона зависит от наклонов пластины 6 значительно меньше, чем ширина полос равной толщины при наклоне одного из зеркал интерферометра Майкельсона. Смещения же пластины 6 вообще не вносят добавочной разности хода. Все это обеспечивает высокую стабильность картины даже в приборах переносного типа.

§ 10. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРОЗРАЧНЫХ ОБЪЕКТОВ

Неоднородность стеклянных пластин и призм обычно исследуют на интерферометре Майкельсона (принципиальная схема показана на рис. III.18). Изучаемая деталь устанавливается в одну из ветвей по возможности ближе к зеркалу 8 или 3. Оба зеркала интерферометра имеют значительные перемещения, необходимые для установки деталей различных габаритных размеров и выравнивания хода лучей в ветвях. При контроле призм требуется дополнительно поворачивать зеркало в рабочей ветви таким образом, чтобы преломленный призмой пучок падал на зеркало по нормали.

Различие показателей преломления в детали определяется по искривлению полос равной толщины. Из результата измерений должно быть исключено искривление, обусловливаемое дефектами оптики самого интерферометра. Обычно эта ошибка не превышает 0,2 полосы.

Указанным методом трудно контролировать крупногабаритные детали, которые нельзя вплотную придвинуть к зеркалу. В интерферометре Майкельсона полосы равной толщины локализованы на зеркалах, и их наблюдение в плоскости детали обязательно приводит к понижению контраста по причине ограниченной пространственной когерентности источника света. Обычно прибегают к уменьшению размеров источника света, но такой путь связан с уменьшением яркости полос.

Полосы равного наклона в интерферометре Жамена локализованы в бесконечности. Они дают сведения о показателе преломления объекта интегрально по всему сечению пучка и не могут указать на местные неоднородности объекта. К тому же интер-

ферометр Жамена нельзя использовать для изучения больших объектов, потому что расстояние между интерферирующими лучами мало.

Наибольшее распространение при изучении газовых и воздушных неоднородностей и при диагностике плазмы получил интерферометр, разработанный Цендером и Махом.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ЦЕНДЕРА—МАХА

Принципиальная схема интерферометра Цендера—Маха показана на рис. III.30. Параллельный пучок лучей разделяется полупрозрачной пластиной M_1 на два пучка 1 и 2, которые после отражений от зеркал S_1 и S_2 вновь соединяются полупрозрачной пластиной M_2 и интерферируют.

Пусть в начальном положении все зеркала (M_1 , S_1 , M_2 и S_2) параллельны, пучки 1 и 2 на выходе интерферометра совмещены, разность хода этих пучков равна нулю и в любой плоскости в пределах общего пучка наблюдается бесконечно широкая полоса нулевого порядка.

Путем разделения поверхностей двух стеклянных пластин на четыре отдельных зеркала удалось развести интерферирующие лучи 1 и 2 на большое расстояние, а наклонами зеркал — локализовать полосы равной толщины в произвольной плоскости.

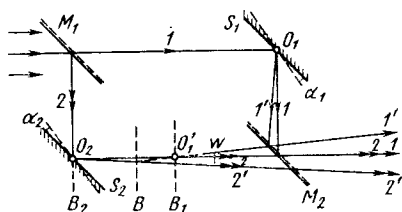


Рис. III.30. Принципиальная схема интерферометра Цендера—Маха

Пусть зеркало S_2 повернуто вокруг оси O_2 на малый угол α_2 . Полосы шириной $\lambda/2\alpha_2$ локализируются в плоскости B_2 , проходящей через точку O_2 (лучи 1 и 2'). Если на малый угол α_1 повернуто только зеркало S_1 , то полосы шириной $\lambda/2\alpha_1$ локализируются в плоскости B_1 , проходящей через точку O_1' (лучи 1' и 2), которая является зеркальным изображением оси вращения O_1 .

При совместном повороте зеркал плоскость локализации B может занимать положение до зеркала S_2 (например, на входной диафрагме), между зеркалами S_2 и M_2 (например, на исследуемой неоднородности) и после зеркала S_2 (например, на экране).

Полосы требуемой ширины могут быть получены в любой плоскости локализации путем изменения углов α_1 и α_2 как по величине, так и по знаку.

Юстировка интерферометра осуществляется поворотами зеркал M_1 , S_1 и S_2 вокруг взаимно перпендикулярных осей, лежащих в плоскости зеркал, и смещением зеркала M_2 в направлении нормали к его поверхности. Поворотами зеркал вокруг осей, лежащих в плоскости рисунка, регулируется направление полос. Смещением зеркала M_2 сводится к нулю начальная разность хода.

Процесс юстировки заметно упрощается, если расстояние между зеркалами S_2 и M_2 вдвое больше расстояния между зеркалами S_1 и M_2 . В этой схеме ширина и направление полос регулируются поворотами одного зеркала S_1 , поэтому плоскость локализации менять нельзя. Такое ограничение для многих задач вполне допустимо, ибо плоскость локализации совпадает с главным осевым сечением исследуемого объекта, находящегося, как правило, посередине между зеркалами S_2 и M_2 .

Указанное на рис. III.30 классическое расположение зеркал не является обязательным. В общем случае интерферометр построен на бесконечно широкую полосу нулевого порядка, если зеркала S_1 и S_2 касаются некоторого эллипса, зеркала M_1 и M_2 находятся в его фокусах, а направления всех зеркал пересекаются в одной точке — полюсе интерферометра. В такой общей схеме площади зеркал используются неодинаково эффективно. В этом смысле наиболее рациональной считается схема, где зеркала параллельны и расположены в вершинах параллелограмма, угол падения лучей на зеркала равен 30° и соотношение сторон параллелограмма равно двум.

На рис. III.31 приведена оптическая схема промышленного образца интерферометра ИЗК-454. Две ветви интерферометра образованы двумя плоскопараллельными пластинами 1 и 7 с полупрозрачными покрытиями и зеркалами 2 и 8. В рабочей ветви свет проходит защитные стекла 3 и 6 прибора и защитные окна 4 и 5 аэродинамической трубы, ось которой перпендикулярна рисунку. В ветви сравнения установлена газовая камера 10, образованная неподвижной пластинкой 11 и неподвижным клином компенсатора 9. Осветитель-коллиматор и приемная система на рисунке не показаны.

Клиновым компенсатором 9 при юстировке прибора выравнивают толщины стекла обеих ветвей, а при исследовании объектов — измеряют малые разности хода. Диапазон измерений разности хода составляет 1,3 мм. Для этого подвижный клин с углом $2^\circ 27'$ смещается на 60 мм. Цена деления шкалы компенсатора, соответствующая смещению клина на 0,005 мм, равна 0,2 полосы, или около 0,11 мкм.

В газовой камере 10 в широких пределах изменяется давление воздуха и тем самым компенсируется изменение плотности воздуха в аэродинамической трубе. Ширина входной щели коллиматора регулируется в пределах от 0 до 10 мм. В качестве источников света используют мощную прожекторную лампу накали-

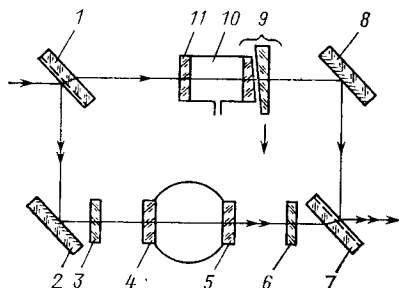


Рис. III.31. Оптическая схема интерферометра ИЗК-454

вания ПЖ-26 или ртутную лампу сверхвысокого давления ДРШ-250. Диаметр поля зрения прибора составляет 225 мм. Приемная система прибора снабжена фотокамерой. Габаритные размеры прибора без приемной части $3360 \times 3310 \times 700$ мм, масса — около 3000 кг.

РАСШИФРОВКА ИНТЕРФЕРОГРАММ

Установление однозначной зависимости между интерференционной картиной и исследуемой неоднородностью основано на некоторых допущениях. Во-первых, оптическую систему интерферометра считают идеальной, полностью подчиняющейся законам геометрической оптики. Во-вторых, преломление света в неоднородности принимают ничтожно малым.

Интерференционные методы исследования газовых потоков эффективны в том случае, когда скорость потока близка к скорости звука или превышает ее. В этих условиях становится заметной сжимаемость и возникают местные изменения плотности газа и его показателя преломления.

Изменения плотности газа $\Delta\rho$ вызывают пропорциональные изменения показателя преломления Δn . Двухмерными называют такие простейшие течения газа или воздуха, когда показатель преломления n не меняется в направлении оси Z , совпадающей с оптической осью рабочей ветви интерферометра. Для этого двухмерного течения

$$\Delta n = K \Delta\rho = \frac{\lambda}{D} \Delta N, \quad (\text{III.47})$$

где $K = \frac{n-1}{\rho}$ — постоянная Гладстона — Дейла, которая зависит только от длины волны и природы газа и не зависит от давления газа в широком его диапазоне; D — ширина потока в направлении оси Z ; ΔN — смещение интерференционных полос, вызванное течением газа и отнесенное к плоскости локализации полос.

Если исследуется осесимметричная струя газа, вытекающего в атмосферу, то на изображении потока имеются невозмущенные интерференционные полосы, соответствующие атмосферной плотности. Если экстраполировать эти невозмущенные полосы в область потока, то легко получить относительное смещение ΔN между экстраполированной и действительной системами полос. Та же задача измерения ΔN решается двойным фотографированием поля с течением газа и без него, причем совмещение двух фотографий достигается установкой в плоскости изображения объекта или вблизи нее специальной маски. Это устройство позволяет сначала сфотографировать через щели маски невозмущенные полосы, а затем при повторном экспонировании сдвинутых полос с помощью проволоочной сетки перекрыть экспонированные участки. Идентификация соответствующих порядков обеих систем полос, как правило, обеспечивается применением белого света и использованием ахроматической полосы.

Другой способ состоит в измерении статического давления и определении местной плотности при помощи аэродинамических соотношений. Тогда распределение плотности может быть получено или с помощью полос «смещения», или — для двухмерного случая — с помощью «контурных» интерференционных полос. Эти контурные полосы представляют собой линии постоянной плотности, получающиеся при настройке интерферометра на бесконечно широкую полосу.

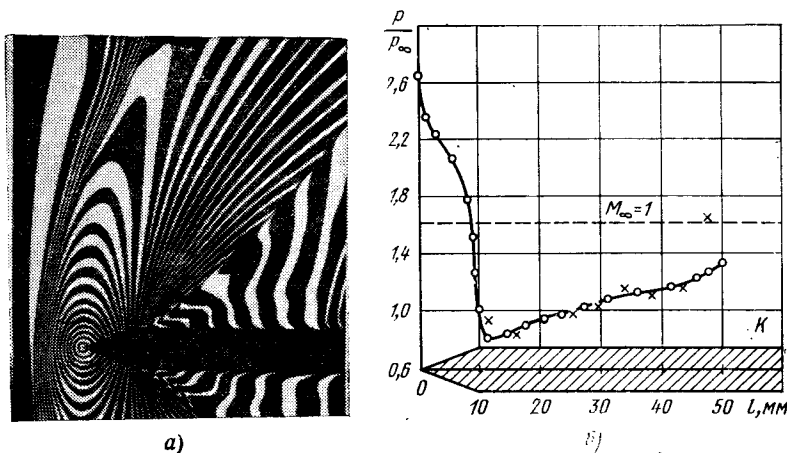


Рис. III.32. Интерферограмма воздушного потока, обтекающего клин (а), и результат ее обработки (б)

Линии постоянной плотности можно получить также на интерференционных полосах смещения, если наложить систему полос без потока на соответствующую систему с потоком. Участки, где полосы сдвинуты по фазе на 180° , имеют вид серых прерывистых полос (типа муаровых), представляющих собой линии постоянной плотности и, следовательно, постоянной плотности. При благоприятных условиях положение этих линий может быть определено с погрешностью не более $1/20$ полосы.

На рис. III.32, а показаны контурные интерференционные полосы, а на рис. III.32, б — полученное в результате их обработки распределение давления в потоке, обтекающем клин K с углом 40° при числе Маха $M = 1,4$. Величины давления, обозначенные кружками, сравниваются с манометрическими измерениями, представленными на рисунке крестиками (p_∞ — давление во внешнем потоке) по длине l клина.

ИНТЕРФЕРОМЕТР С ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ В КАЧЕСТВЕ СВЕТОДЕЛИТЕЛЯ

На рис. III.33 показана оптическая схема, на примере которой удобно рассмотреть принцип действия интерферометра с дифракционной решеткой.

Источник света I установлен в фокальной плоскости объектива O_1 осветительной части прибора. Коллимированный пучок проходит через исследуемую неоднородность H . В плоскости неоднородности находится диафрагма D , выделяющая рабочую волну и волну сравнения. Объединение этих волн осуществляется с помощью решетки R , которая устанавливается на малом удалении l от фокальной плоскости F объектива O_2 приемной части прибора. Экран $\mathcal{E}$ установлен в плоскости изображения неоднородности, причем увеличение β объектива O_2 в общем случае не равно единице. На экране возникает ряд изображений двух отверстий диафрагмы D , соответствующих дифракционным максимумам решетки.

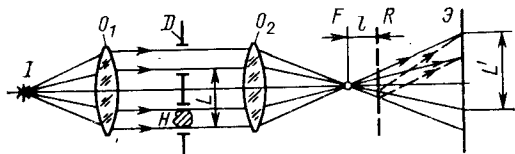


Рис. III.33. Принципиальная схема интерферометра с дифракционной решеткой

Расстояние на экране между изображениями одного и того же отверстия различных порядков

$$\xi_{m_1, m_2} = \frac{\beta f' \lambda}{d} \left[1 + \frac{l}{f'^2} (s - f') \right] (m_1 - m_2), \quad (\text{III.48})$$

где f' — фокусное расстояние объектива O_2 ; s — удаление неоднородности от передней главной плоскости объектива O_2 ; λ — длина волны света; d — шаг решетки (ее постоянная); m_1 и m_2 — порядки дифракционных максимумов.

Интерференция наблюдается в зоне наложения рабочей волны и волны сравнения. Условием полного наложения волн является равенство расстояния L' между изображениями отверстий диафрагмы и дифракционного смещения ξ_{m_1, m_2} .

Принято последнее условие относить не к экрану, а к неоднородности H . Тогда расстояние между центрами отверстий диафрагмы D

$$L = \frac{f' \lambda}{d} \left[1 + \frac{l}{f'^2} (s - f') \right] (m_1 - m_2). \quad (\text{III.49})$$

Учитывая, что s и f' одного порядка, а $l \ll f'$, имеем

$$L \approx \frac{f' \lambda}{d} (m_1 - m_2). \quad (\text{III.50})$$

Обычно положение неоднородности и участка сравнения задано, поэтому условие (III.50) позволяет выбрать период решетки.

Если решетка находится в фокальной плоскости объектива ($l = 0$), то центры двух волн (выходные зрачки) совпадают и

наблюдается бесконечно широкая полоса. В газодинамических исследованиях требуются, как правило, полосы конечной ширины. Ширина полос b и смещение решетки l связаны соотношением

$$b = \frac{\beta f' d}{l(m_1 - m_2)}, \quad (\text{III.51})$$

из которого следует, что ширина полос не зависит от длины волны. Это легко связать с общим выводом (III.8), памятуя о том, что угол пересечения интерферирующих лучей в данной схеме благодаря применению решетки не остается постоянным, а пропорционален длине волны.

Из указанного обстоятельства, однако, не следует, что при источнике белого света во всех случаях контраст полос будет максимальным. Контраст полос понижается, во-первых, по причине различной хроматичности изображений объекта разных порядков (кроме нулевого) и, во-вторых, вследствие зависимости положения полос от длины волны.

В реальных схемах с решетками-светоделителями чаще всего используют интерференцию волн нулевого и первого порядков, амплитуды которых значительно больше амплитуд волн других порядков. Здесь возможны три варианта интерференции: 1) волна плюс первого порядка с волной минус первого порядка; 2) волна нулевого порядка с волной плюс или минус первого порядка; 3) все три волны.

В первом случае при монохроматическом источнике света малых размеров контраст полос $K = 1$, но для измерений может быть использована лишь треть поля прибора (диаметра объектива O_2). Во втором случае для изучения неоднородности можно использовать почти половину поля прибора, но контраст в силу неравенства амплитуд будет меньше единицы. В третьем случае получается трехлучевая интерференция, сложная в расшифровке и поэтому редко применяемая.

Пусть решетка имеет шаг d и ширину штриха t , который вносит в проходящую через него волну дополнительное приращение фазы δ (разности хода Δ) и изменяет амплитуду волны в τ раз.

Расчеты показывают, что **при интерференции волн плюс первого и минус первого порядков** можно, используя амплитудно-фазовую решетку, достичь существенного выигрыша в интенсивности света по сравнению с решетками с непрозрачными штрихами.

Наибольшая выгода получается при применении чисто фазовых, не поглощающих решеток, штрихи которых вносят дополнительную разность хода $0,5\lambda$. Если обозначить $\mu = t/d$ и принять для сравниваемых решеток $\mu = 0,5$, то интенсивности в зоне максимума полосы соответственно имеют значения $16 C$ и $4 C$, где C — постоянная данного прибора.

При интерференции нулевого и первого порядков интересны два случая.

1. Решетка имеет непрозрачные штрихи ($\tau = 0$).

Контраст полос

$$K = \frac{2}{\frac{\sin \pi (1 - \mu)}{\pi (1 - \mu)} + \frac{\pi (1 - \mu)}{\sin \pi (1 - \mu)}}. \quad (\text{III.52})$$

Максимальная интенсивность в полосах

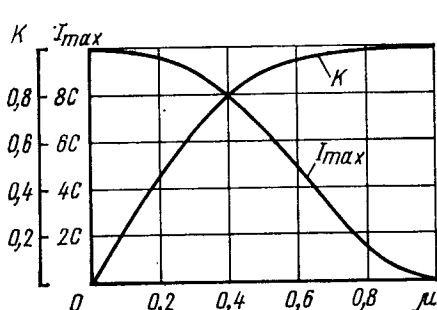


Рис. III.34. Контраст полос и максимальная интенсивность света при интерференции нулевого и первого порядков на решетке с непрозрачными штрихами

$$I_{\max} = C [\pi (1 - \mu) + \sin \pi (1 - \mu)]^2. \quad (\text{III.53})$$

Графики функций $K(\mu)$ и $I_{\max}(\mu)$ показаны на рис. III.34. Контраст, равный единице, получается при $\mu = 1$, т. е. при непрозрачной решетке. Обычно используют решетки, с $\mu = 0,4 \div 0,7$, получая контраст $0,8 - 0,99$, а интенсивность света лишь в $1,2 - 3,2$ раза меньше максимальной $\pi^2 C$.

2. Штрихи решетки вносят разность хода $\Delta = n \frac{\lambda}{2}$, где n — целое число.

В этом случае

$$K = \frac{2}{\frac{\pi [1 - \mu (1 \mp \tau)]}{(1 \mp \tau) \sin \pi \mu} + \frac{(1 \mp \tau) \sin \pi \mu}{\pi [1 - \mu (1 \mp \tau)]}}; \quad (\text{III.54})$$

$$I_{\max} = C [\pi [1 - \mu (1 \mp \tau)] + (1 \mp \tau) \sin \pi \mu]^2. \quad (\text{III.55})$$

Графики функций $\mu(\tau)$ при различных K и $I_{\max}$ для случая четных n показаны на рис. III.35, а и б соответственно. Контраст, близкий к единице, получается при μ , близком к единице, и τ , близком к нулю. Как и ранее, интенсивность света в полосах близка к нулю.

Оптимальной считается решетка с $\tau = 0$ и $\mu = 0,5$. При высоком контрасте ($K = 0,9$) интенсивность света достигает $7 C$.

Для случая нечетных n графики функций $\mu(\tau)$ при различных K и $I_{\max}$ показаны на рис. III.36, а и б соответственно.

Контраст равен единице в двух зонах. Но в одной из них интенсивность света равна нулю и потому она непригодна для измерений. В другой зоне интенсивность увеличивается с ростом τ , достигая значения $9 C$ при $\tau = 1$. При $\mu < 0,26$ контраст падает, а интенсивность растет слабо. Таким образом, решетка с $\tau = 1$, $\mu = 0,26$ и $\Delta = 0,5\lambda$ является наилучшей при интерференции волн нулевого и первого порядков.

Связь параметров μ и τ , при которых достигается $K = \pm 1$, определяется равенством

$$\tau = \frac{1}{\mu \pm \frac{\sin \pi \mu}{\pi}} \approx 1. \quad (III.56)$$

С помощью дифракционных решеток-светоделителей осуществляются различные интерференционные схемы — Майкельсона,

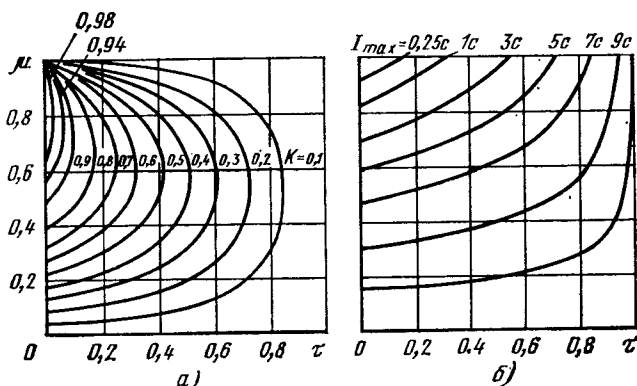


Рис. III.35. Контраст полос и максимальная интенсивность света при интерференции нулевого и первого порядков на амплитудно-фазовой решетке $\Delta = n\lambda/2$, где n — четное число

Цендера—Маха, Фабри—Перо и др.; легко перестраивается в интерферометр теневой прибор. В интерферометрах используются как прозрачные, так и отражательные решетки с шагом $d =$

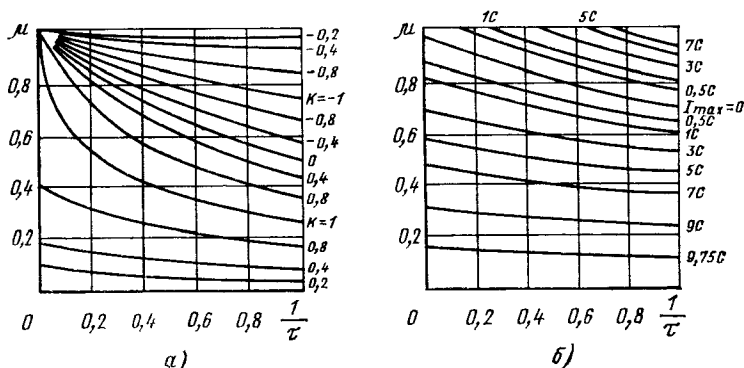


Рис. III.36. Контраст полос и максимальная интенсивность света при интерференции нулевого и первого порядков на амплитудно-фазовой решетке $\Delta = n\lambda/2$, где n — нечетное число

$= 0,1 \div 0,01$ мм и простой формой штриха — прямоугольной, треугольной или синусоидальной.

Интерферометры с дифракционной решеткой находят широкое применение не только при газодинамических исследованиях.

С их помощью изучают качество различных оптических систем и деталей, осуществляют голографическую запись и восстановление волновых фронтов, определяют угловые и линейные величины, исследуют биологические объекты. Одно из главных качеств таких интерферометров — возможность работы в широком спектральном диапазоне (включая СВЧ) — пока еще используется не полностью по причине отсутствия качественных прозрачных решеток.

О другом положительном качестве — устойчивости к вибрациям говорится в § 14 данной главы. Методика расшифровки интерферограмм такая же, что и в интерферометре Цендера — Маха, если при этом рабочий и эталонный пучки полностью разделены и эталонный пучок не деформирован исследуемой неоднородностью. В противном случае интерферометр с решеткой становится интерферометром сдвига со своей методикой расшифровки.

§ 11. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ СДВИГА

Интерферометрами сдвига называют приборы, в которых отсутствует изолированная ветвь сравнения и эталонная недеформированная волна. Интерференция наблюдается в результате наложения двух (редко трех) одинаково деформированных волн, сдвинутых одна относительно другой.

На практике это означает наложение двух сдвинутых изображений исследуемого объекта и наблюдение в зоне наложения интерференционных полос. Если эти изображения отличаются масштабом, поворотом вокруг оптической оси или если они просто смещены перпендикулярно оптической оси, то говорят об интерферометрах радиального, поворотного и бокового сдвига. Последний случай наиболее распространен.

Светоделительные устройства, обеспечивающие сдвиг волновых поверхностей, бывают линейного и углового действия.

Линейные устройства работают в параллельном пучке и имеют довольно большие габаритные размеры, соизмеримые с размерами исследуемого объекта.

Угловые устройства работают вблизи фокуса волновой поверхности и всегда имеют малые размеры, не определяемые размерами исследуемого объекта.

На рис. III.37 приведена принципиальная схема интерферометра со светоделителем углового действия.

Возможны два варианта использования схемы:

1) O_1 и O_2 — коллиматорный и приемный объективы теневого прибора, перестроенного в интерферометр сдвига; диафрагма D выделяет плоскость исследуемой неоднородности и оптически сопряжена с экраном $\mathcal{E}$;

2) O_1 — коллиматорный, а O_2 — испытуемый объективы; диафрагма D — входной зрачок объектива O_2 .

Из светоделителя (обозначен кружком), установленного вблизи фокуса F_1 объектива O_2 , выходят две волны, развернутые на угол γ вокруг оси, перпендикулярной к рисунку (оси интерферометра).

Линейный сдвиг s' в плоскости экрана обычно пересчитывают в сдвиг волновых поверхностей s в плоскости диафрагмы D . Учитывая малость углов и пренебрегая несовпадением светоделителя и фокуса F_1 , находим $s \approx \gamma f'_2$, где f'_2 — фокусное расстояние объектива O_2 .

В классических интерферометрах полосы представляют собой семейство кривых постоянной разности хода

$$W(x, y) + \alpha x + \beta y = \text{const},$$

где x, y — прямоугольные координаты в плоскости диафрагмы D ; $W(x, y)$ — деформация волновой поверхности, прошедшей исследуемый объект; α и β — постоянные, характеризующие настройку интерферометра.

В интерферометрах сдвига обе волновые поверхности деформированы одинаково, поэтому уравнение полос имеет вид

$$W(x, y) - W(x - s, y) + \alpha x + \beta y = \text{const}, \quad (\text{III.57})$$

где s — величина сдвига волновых поверхностей в направлении оси абсцисс.

Разность

$$\Delta W(x, y) = W(x, y) - W(x - s, y)$$

есть величина, непосредственно измеряемая на интерферометре в виде смещения или искажения полос. При обработке же интерферограммы требуется найти величину $W(x, y)$ или ее производные.

Пусть о характере функции $W(x, y)$ ничего не известно, а сдвиг s выбран произвольным образом (например, более половины диаметра диафрагмы D). Тогда найти $W(x, y)$ нельзя, поскольку полосы образованы наложением по существу неизвестных волновых поверхностей, хотя они и являются участками одной и той же исходной поверхности.

Пусть размеры неоднородности меньше величины сдвига. Здесь можно положить

$$W(x - s, y) = 0; \quad \Delta W(x, y) = W(x, y).$$

Это означает, что картина полос полностью совпадает с классической картиной, например, интерферометра Цендера—Маха. В этом случае неоднородность должна быть меньше половины диаметра диафрагмы D , что считается невыгодным с точки зрения эффективного использования оптики.

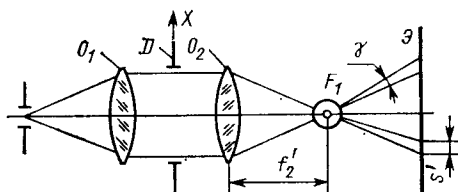


Рис. III.37. Принципиальная схема интерферометра сдвига

Пусть с помощью интерферометра сдвига исследуется сверхзвуковое течение газа. Для этого случая характерно наличие невозмущенного участка волновой поверхности, граница которого четко определяется ударной волной. Обработка интерферограммы наиболее проста в том случае, если выбранное для исследования сечение неоднородности AD параллельно сдвигу s (рис. III.38, а).

Схемы рис. III.38 иллюстрируют методику расшифровки интерферограммы для указанного случая. Искомой функцией $W(x)$ является разность хода лучей, прошедших возмущенную и невозмущенную области потока. Определяемой на интерферограмме

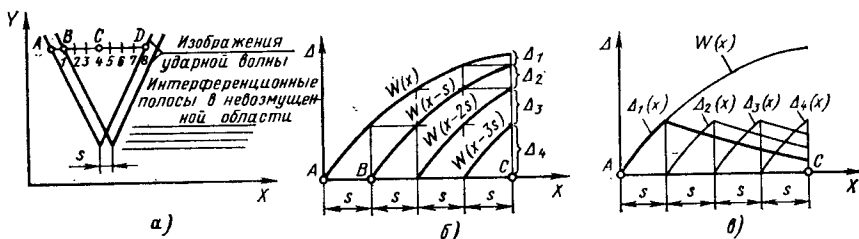


Рис. III.38. Обработка интерферограмм сдвига:

а — взаимное положение сдвига и полос; б — форма волновых поверхностей; в — разность хода между волновыми поверхностями

величиной является разность хода лучей между одинаково деформированными сдвинутыми поверхностями:

$$\Delta_1(x) = W(x) - W(x - s).$$

Выбранное сечение неоднородности AD разбивается на зоны шириной s (рис. III.38, б). На участке AB (в первой зоне) искомая функция $W(x)$ совпадает с определяемой величиной $\Delta_1(x)$. Во второй зоне $W(x)$ находится из $\Delta_1(x)$ и $W(x)$ первой зоны и т. д. Пусть

$$\Delta_1(x) = W(x) - W(x - s);$$

$$\Delta_2(x) = W(x - s) - W(x - 2s);$$

$$\dots \dots \dots$$

$$\Delta_n(x) = W[x - (n - 1)s] - W(x - ns).$$

Число n выбирается таким образом, чтобы $W(x - ns) = 0$. Тогда

$$W(x) = \sum_{i=1}^n \Delta_i(x). \quad (\text{III.58})$$

Практические действия сводятся к построению кривой

$$\Delta_1(x) = [N(x) - N_\infty] \lambda,$$

где $N(x)$ — порядок интерференции в точке x сечения; N_∞ — порядок интерференции в невозмущенной области того же сечения. После этого на отрезке AD строятся кривые $\Delta_2(x)$, $\Delta_3(x)$ и т. д. путем последовательного сдвига кривой $\Delta_1(x)$ на величину s . Суммированием построенных кривых получают функцию $W(x)$. Рис. III.38, в иллюстрирует построение кривой $W(x)$ только для первых четырех зон сечения AD .

Обработка интерферограмм для случая, когда волновая поверхность деформирована во всем рабочем поле, осуществляется более сложными способами. В этом случае нельзя непосредственно определить функцию $W(x)$ ни в одной точке поля, и распределение разности хода в каждом сечении находят с точностью до некоторой постоянной. Так, в частности, исследуются волновые aberrации оптических систем.

В качестве светоделителей углового действия в интерферометрах сдвига применяют двоякопреломляющие призмы типа Волластона, зеркальные устройства по схеме, близкой к интерферометру Цендера—Маха, и дифракционные решетки.

Отметим отличительные особенности интерферометров сдвига. Во-первых, они удобнее в юстировке и менее чувствительны к вибрациям, чем классические интерферометры. Во-вторых, они проще конструктивно и дешевле, ибо не имеют изолированной ветви сравнения. В-третьих, они особенно ценны при исследовании очень больших объектов, когда изолированную ветвь практически нельзя осуществить. К недостаткам же следует отнести усложненную обработку интерферограмм и, как следствие, увеличенную погрешность определения волновой поверхности.

Усовершенствование методик обработки интерферограмм с применением ЭВМ позволит расширить круг изучаемых объектов.

§ 12. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

Основу голографической интерферометрии составляют три метода: с однократной, двукратной и многократной экспозициями.

По методу однократной экспозиции сначала записывается голограмма исследуемого объекта. После проявления голограмма устанавливается строго в первоначальное положение, так что восстановленное изображение точно накладывается на объект. Затем объект смещается или деформируется, в результате чего наблюдается интерференционная картина.

В интерференции участвуют две когерентные волны: идущая непосредственно от объектива и восстановленная с голограммы. По аналогии с классической интерферометрией первую волну можно называть рабочей, вторую — эталонной.

Метод однократной экспозиции удобен тем, что позволяет в реальном масштабе времени регистрировать изменения объекта (рабочей волны) в виде изменения интерференционной картины. Иногда проявление голограммы осуществляют на том месте, где

она экспонировалась, и тем самым исключают опасность смещения голограммы. Метод широко используется для исследования деталей и конструкций, подвергнутых деформации и смещению.

По методу двукратной экспозиции сначала записывают голограмму при одном положении объекта, а затем при другом. При восстановлении образуются два сдвинутых изображения объекта, а в зоне их наложения наблюдается интерференционная картина. При исследовании газовых неоднородностей, например в аэродинамической трубе, первая голограмма записывается в отсутствие потока, а вторая — при обдуве модели. Регистрация интерференционной картины осуществляется общепринятыми способами — визуальными, фотографическими и фотоэлектрическими.

По методу многократной экспозиции голограмма записывается непрерывно в течение времени, существенно превышающего период колебаний исследуемого объекта. Результирующую голограмму следует рассматривать как суперпозицию большого числа мгновенных голограмм.

Отметим две положительные особенности голографической интерферометрии. Во-первых, исследуемые объекты могут иметь неправильную форму или даже быть диффузно отражающими. Сложная форма волны, прошедшей исследуемый объект или отраженной от него, не сказывается на качестве интерференционной картины, потому что обе волны — эталонная и рабочая — искажены этим объектом практически одинаково. Вид же интерференционной картины целиком определяется теми изменениями, которые произошли с объектом.

Во-вторых, требования к качеству оптики голографических интерферометров не столь высоки, как обычно: ведь здесь обе волны тоже одинаково деформированы несовершенными оптическими деталями. Это обстоятельство важно для любого интерферометра, но особо существенно при исследовании крупногабаритных объектов.

Отметим главные области применения голографических интерферометров: 1) изучение деформации объектов неправильной формы, диффузно рассеивающих свет; 2) изучение вибраций объектов; 3) контроль размеров, формы и качества обработки сложных деталей; 4) контроль крупногабаритной оптики; 5) изучение распределения напряжений в прозрачных объектах; 6) исследование импульсных и стационарных фазовых неоднородностей, газовых потоков, взрывов, ударных волн, плазмы и др.

На рис. III.39 приведена принципиальная схема макетного образца голографического интерферометра, разработанного в ГОИ им. Вавилова для контроля плоскостности оптических поверхностей.

Световой пучок He—Ne лазера 1 телескопической системой 2 расширяется до необходимого диаметра и направляется на светоделитель 3. Опорный пучок проходит светоделитель и попадает на фотопластинку 5. Рабочий пучок отражается от светоделителя,

затем от эталонной плоской поверхности 4 и попадает тоже на фотопластинку 5.

Пучки света приходят на фотопластинку под значительным углом, поэтому интерференционные полосы, несущие информацию о форме опорного и рабочего волновых фронтов, имеют в плоскости фотэмульсии ширину всего несколько микрон. Проявленная и отфиксированная фотопластинка, называемая голограммой, устанавливается в исходное положение и освещается, как и при экспонировании, двумя пучками. На экранах 6 и 7 наблюдаются две интерференционные картины, отличающиеся величиной контраста.

В направлении экрана 6 интерференционная картина образуется в результате наложения двух рабочих пучков: отраженного от поверхности 4 и восстановленного с голограммы опорным пучком. В направлении экрана 7 интерферируют два опорных пучка — прошедший

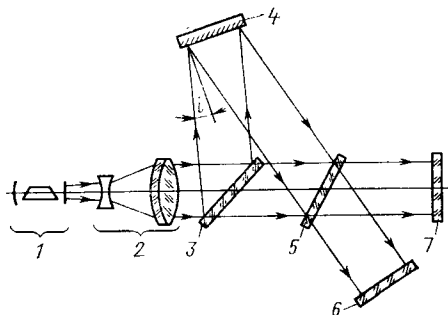


Рис. 111.39. Схема голографического интерферометра для контроля плоских поверхностей

светоделитель 3 и восстановленный с голограммы рабочим пучком. Волновые фронты участвующих в интерференции пучков одинаковы и поэтому на обоих экранах наблюдаются прямые равноотстоящие полосы (при введении малого угла между пучками). В такой картине оба пучка следует называть эталонными.

Если образцовую деталь 4 заменить контролируемой, то искривление полос δN укажет на неплоскостность поверхности δh , причем

$$\delta h = \delta N \frac{\lambda}{2 \cos i},$$

где i — угол падения рабочего пучка на контролируемую поверхность. Этот угол следует по возможности уменьшать.

В новой картине на экране 6 пучок от контролируемой поверхности надо называть рабочим, а восстановленный с голограммы — эталонным.

Более сложные голографические интерферометры позволяют записывать голограмму без эталонной плоскости, используя в качестве эталона плоский фронт волны, выходящей из коллиматора, или другие методы.

§ 13. ОСОБЕННОСТИ ДВУХЛУЧЕВЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ, РАБОТАЮЩИХ В БЕЛОМ СВЕТЕ

Ветви современных интерферометров содержат значительные по толщине оптические детали, причем допуск на толщину нельзя задать сколь угодно малым. По этой причине две ветви в общем случае могут отличаться по толщине стекла.

Рассмотрим рис. III.40, где изображены два выходных зрачка L_1 и L_2 и поле интерференции B . Разность толщин стекла двух ветвей условно показана в виде пластинки толщиной h .

Ахроматической (неокрашенной) называют такую полосу интерференционного поля, где совпадают одноименные порядки всех длин волн белого света. В идеальном интерферометре $h = 0$, следовательно, в точке поля P_0 разность хода $\Delta = 0$ для всех длин волн, и здесь наблюдается ахроматическая полоса нулевого порядка.

В реальном интерферометре $h \neq 0$. Напишем уравнения разности хода для двух длин волн λ_F и λ_C (F и C — линии Фраунгофера, используемые при расчетах ахроматических систем):

$$\left. \begin{aligned} \Delta_F &= l_F - (n_F - 1)h = N_F \lambda_F; \\ \Delta_C &= l_C - (n_C - 1)h = N_C \lambda_C, \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.59})$$

где l_F и l_C — разности путей интерферирующих лучей в воздухе; n_F и n_C — показатели преломления стекла пластины; N_F и N_C — порядки интерференции синих и красных полос.

При нормальной дисперсии $n_F > n_C$, поэтому нулевая синяя полоса ($N_F = 0$, точка P_2) сдвинута по полю дальше нулевой красной полосы ($N_C = 0$, точка P_1). Однако синие полосы уже

красных, поэтому в интерференционном поле обязательно найдется место, где порядки N_F и N_C совпадут (на рис. III.40 $N_F = N_C = 1$ в точке P_3).

Место в интерференционном поле, где совпадают N_F и N_C , принято считать ахроматической полосой порядка $N_{\text{ахр}}$. Из (III.59) при условии $l_F = l_C$ имеем

$$N_{\text{ахр}} = h \frac{n_F - n_C}{\lambda_C - \lambda_F}. \quad (\text{III.60})$$

Из последнего соотношения следует, что разнотолщинность стекла К-8 $h = 21$ мкм вызывает изменение порядка ахроматической полосы на единицу.

Чем выше порядок ахроматической полосы, тем сильнее заметна ее окрашенность. Этот нежелательный эффект связан с нелинейным ходом кривой дисперсии оптических стекол и потому условие $N_{\text{ахр}} = N_F = N_C$ не распространяется на другие длины волн (например, средний участок спектра). Опыт показывает, что окрашенность ахроматической полосы, а также несимметрия окраски остальных полос практически незаметны, если $N_{\text{ахр}} \leq 3$ и $N_D - N_{\text{ахр}} \leq 0,08$ (D — желтая линия натрия, основная линия Фраунгофера).

Таким образом, можно считать вполне допустимой разнотолщинность стекла К-8 в двух ветвях интерферометра, равную 60 мкм. Для стекла ТФ-1 эта величина оказывается втрое меньшей.

Более жесткие требования предъявляются к клиновидности оптических деталей интерферометра. Пусть стеклянная пластина на рис. III.40 обладает клиновидностью. Если ахроматическая полоса параллельна ребру клина, то ее неокрашенность одинакова по всей длине. При рабочем перемещении системы полос по полю (например, при приближении одного из зрачков к полю) клиновидность пластины приводит к тому, что ахроматическими становятся поочередно разные полосы.

Если ахроматическая полоса перпендикулярна ребру клина, то ее окраска меняется от одного края пластины к другому. Оба явления недопустимы, так как затрудняют или даже делают невозможным выделение ахроматической полосы из системы цветных полос. Изменение окраски ахроматической полосы вдоль ее длины малозаметно, если разность порядков dN на краях пластины не превышает 0,2. Из (III.60) следует, что в этом случае допустима разность толщин пластины на ее краях

$$dh = 0,2 \frac{\lambda_C - \lambda_F}{n_F - n_C}.$$

Последняя формула дает значения dh , равные 4,2 мкм для стекла К-8 и 1,8 мкм для стекла ТФ-1.

§ 14. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К КОНСТРУКЦИИ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

При проектировании интерферометров важно правильно определить требования к конструкции, т. е. назначить допуски на оптические детали, определить пределы и чувствительность перемещений узлов, установить устойчивость интерферометра к вибрациям и изменениям температуры. От выполнения этих требований зависит качество интерференционной картины, ее стабильность и, в конечном счете, точность измерений. Рассмотрим кратко особенности конструкции различных интерферометров.

По принципу устройства интерферометры делятся на две группы. К первой группе относятся интерферометры, использующие деление световой волны по фронту, например интерферометр Релея. Эти приборы просты в эксплуатации, малочувствительны к вибрациям и не требуют особой жесткости конструкции. Ко второй группе относятся интерферометры, использующие деление световой волны по амплитуде, например интерферометр Майкельсона. Эти приборы сложнее в конструкции, но могут работать с широким источником света, т. е. дают более яркую картину.

По назначению интерферометры делятся также на две большие группы, условно обозначенные А и Б. К группе А относятся

приборы для измерения смещения полос. По смещению полос определяют линейные и угловые размеры, показатели преломления сред и т. д. К группе Б относятся приборы для определения формы полос. По искривлению полос определяют форму (макропрофиль) или чистоту обработки (микропрофиль) поверхностей, исследуют газовые потоки, измеряют волновые aberrации оптических систем и т. д.

В интерферометрах группы А чрезвычайно важна стабильность картины во времени. С этой целью необходима возможно большая жесткость связей основных узлов и защита прибора от влияния тепловых потоков и вибраций. В большинстве приборов группы А кривизна полос хотя и затрудняет отсчет, но к значительным погрешностям измерений не приводит. Поэтому здесь допускается искривление в пределах 0,2—0,3 полосы (в особых случаях до 0,5 полосы). Кроме того, в приборах группы А картина может быть локализована в плоскости, далеко отстоящей от измеряемого объекта. Это обстоятельство значительно упрощает оптическую схему интерферометра и облегчает его юстировку.

В приборах группы Б несовершенство оптических деталей и систем вызывает искривление полос и, как следствие, систематическую ошибку измерений. По этой причине допуск на искривление полос должен быть установлен в пределах точности измерений. В то же время, влияние внешних воздействий не приводит к значительному снижению точности работы большинства приборов группы Б. Только в крупногабаритных интерферометрах типа Цендера—Маха устранение внешних воздействий является весьма сложной задачей.

Особенность интерферометров группы Б также состоит в необходимости наблюдения картины в плоскости, близкой к измеряемому объекту. Это обстоятельство ограничивает выбор оптической схемы и усложняет юстировку интерферометра.

Требования к качеству оптических деталей интерферометра зависят от взаимного положения этих деталей и интерференционной картины. Например, в микроинтерферометре МИИ-4 эталонное зеркало и измеряемая поверхность сопряжены с полем полос равной толщины, а светоделитель находится на бесконечно большом удалении от этого поля. Зато, если бы в приборе наблюдались полосы равного наклона, то светоделитель оказался бы сопряженным с этими полосами, а эталонное зеркало — бесконечно удаленным от них. Различие этих случаев состоит в следующем. Деформации деталей, расположенных вблизи картины, вызывают искривление полос без изменения их контраста. Деформации деталей, бесконечно удаленных от картины, понижают контраст полос, но не меняют их формы. В отдельных случаях допустимо некоторое искривление полос, но понижение контраста нежелательно всегда. Аналогично наклон близко расположенных зеркал изменяет ширину и направление полос, а на-

клон удаленных зеркал понижает контраст полос. Последний случай требует особой жесткости крепления удаленных зеркал.

Полосы равной толщины при широком источнике света достаточно контрастны, если обе ветви интерферометра подобны. Отступление от подобия приводит к понижению контраста полос. Полосы равного наклона контрастны при любой ширине источника света, если нет диафрагм, перекрывающих соответствующие пучки в обеих ветвях. Отступление от подобия ветвей вызывает искривление полос равного наклона.

Для устранения влияния вибраций жесткость соединения основных элементов интерферометра должна быть настолько высокой, чтобы изменение расстояния между этими элементами не превышало 0,03 мкм. Допустимо значительное смещение полос при нажатии на корпус, но после снятия давления полосы должны возвратиться в исходное положение с погрешностью не более 0,05 полос. Для уменьшения чувствительности интерферометра к вибрациям его следует устанавливать на амортизаторах.

Тепловые воздействия вызывают неравномерный нагрев ветвей прибора и приводят к смещению полос. По этой причине желательно располагать ветви интерферометра как можно ближе друг к другу и изолировать их общим теплозащитным кожухом. Источник света должен находиться на значительном удалении от прибора, его мощность должна быть минимальной. Точные измерения следует начинать через 1—1,5 ч после включения осветителя и стабилизации температуры интерферометра.

Интерферометр должен обеспечивать удобные, надежные и достаточно точные перемещения основных деталей при его настройке и работе. Последнее требование противоречит условию жесткости и поэтому при проектировании следует искать оптимальный вариант конструкции, удовлетворяющий обоим требованиям.

Частичное решение проблемы заключается в том, что основную юстировку прибора осуществляет завод-изготовитель, с таким расчетом, чтобы при транспортировке она сохранилась. В процессе эксплуатации осуществляется настройка только на полосы определенных ширины и наклона и лишь в отдельных случаях изменяется локализация полос.

§ 15. ТЕНЕВЫЕ ПРИБОРЫ

В § 9 были рассмотрены некоторые интерферометры для исследования прозрачных объектов. Практически для тех же целей широко применяются теневые приборы. Включение этих приборов в один раздел с интерферометрами объясняется еще и тем, что довольно простые и надежные в эксплуатации теневые приборы с помощью несложных приспособлений перестраиваются в интерферометры сдвига, интерферометры с дифракционной решеткой и голографические интерферометры.

Рассмотрим принцип действия теневого прибора при изучении прозрачных неоднородностей. Известно, что деформация волнового фронта исследуемой неоднородностью может быть измерена в виде разности хода (интерференционные методы) и в виде отклонения лучей (тенивые методы). На рис. III.41 показана принципиальная схема теневого установки по методу ножа и щели.

Входная щель D_1 прибора установлена в фокальной плоскости объектива O_1 и освещена с помощью конденсора от лампы накаливания или ртутной лампы большой яркости. Просвечивание неоднородности H параллельным пучком имеет целью упрощение количественных измерений. На неоднородность могут изучаться прозрачные пластины, слои жидкости в кювете, воздушные

поток в аэродинамической трубе и т. д.

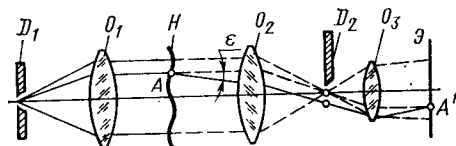


Рис. III.41. Принципиальная схема теневого прибора

В фокальной плоскости объектива O_2 образуется изображение входной щели. В этой плоскости установлена непрозрачная диафрагма D_2 («нож Фуко»), имеющая возможность смещаться перпендикулярно оптической оси. Кромка ножа ориентирована параллельно щели. Проекционный объектив O_3 переносит изображение неоднородности на экран $\mathcal{E}$.

Если неоднородность отсутствует (лучи показаны штриховой линией), то в плоскости ножа имеется одно изображение щели. При движении ножа это изображение закрывается постепенно и также постепенно гаснет на экране равномерное пятно света.

Если же неоднородность искажает отдельные участки волнового фронта, то идущие от этих участков наклонные пучки образуют дополнительные изображения щели (на рисунке показан один участок A и луч с углом наклона ϵ). Перекрытие ножом основного и дополнительных изображений щели происходит одновременно. При смещении ножа сверху вниз сначала закрываются те дополнительные изображения щели, которые находятся выше оптической оси. Поэтому в изображении неоднородности сначала появятся темные участки, соответствующие отклонению света вверх. Затем нож перекроет основное изображение щели, почти все изображение неоднородности станет темным, а светлыми останутся только те участки, которым соответствует отклонение света вниз.

Если же неоднородность искажает отдельные участки волнового фронта, то идущие от этих участков наклонные пучки образуют дополнительные изображения щели (на рисунке показан один участок A и луч с углом наклона ϵ). Перекрытие ножом основного и дополнительных изображений щели происходит одновременно. При смещении ножа сверху вниз сначала закрываются те дополнительные изображения щели, которые находятся выше оптической оси. Поэтому в изображении неоднородности сначала появятся темные участки, соответствующие отклонению света вверх. Затем нож перекроет основное изображение щели, почти все изображение неоднородности станет темным, а светлыми останутся только те участки, которым соответствует отклонение света вниз.

Методом ножа и щели можно исследовать неоднородности, отклоняющие свет не только в плоскости рисунка, но и в любой другой плоскости, параллельной оптической оси. Поэтому для всестороннего исследования прозрачных объектов в теневых приборах предусмотрена возможность вращения относительно оптической оси либо самого объекта, либо щели и ножа.

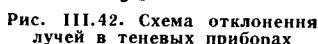
Если нож закрывает основное изображение щели, то максимальное различие в интенсивностях фона и неоднородности наблюдается в том случае, если отклоненные неоднородностью лучи проходят мимо ножа и попадают в проекционный объектив O_3 . Максимальный угол отклонения

где d — ширина изображения щели;
 f'_2 — фокусное расстояние объектива O_2 .

Предел чувствительности теневого прибора зависит от метода регистрации теневой картины и определяется контрастной чувствительностью приемника света. Если приемник способен зафиксировать теневые контрасты с интенсивностями света δI при общей I , то предел чувствительности определяется

При сравнении различных методов регистрации теневой картины следует иметь в виду, что визуальные и фотографические методы характеризуются некоторым пределом относительной погрешности $\delta I/I$, а фотоэлектрические — преимущественно пределом абсолютной погрешности δI .

Для получения связи между отклонением лучей и показателем преломления прозрачного объекта рассмотрим плоскую волну, которая в плоскости AA' (рис. III.42) встречает, например, кювету с жидкостью, имеющую на уровнях, удаленных один от другого на Δx , показатели преломления n и $n + \Delta n$. Так как меньшим n соответствует большая скорость распространения света v , то верхняя часть волны распространяется быстрее. За некоторый интервал времени этот фронт повернется на угол $\Delta\alpha$



и пройдет через точки B и B' . Из подобия треугольников OAB $A'AC$ следует

$$OA : AB = AA' : AC.$$

Обозначим $OA = r$; тогда

$$\frac{r}{v} = \frac{\Delta x}{\Delta v},$$

где $\Delta v = v - v'$.

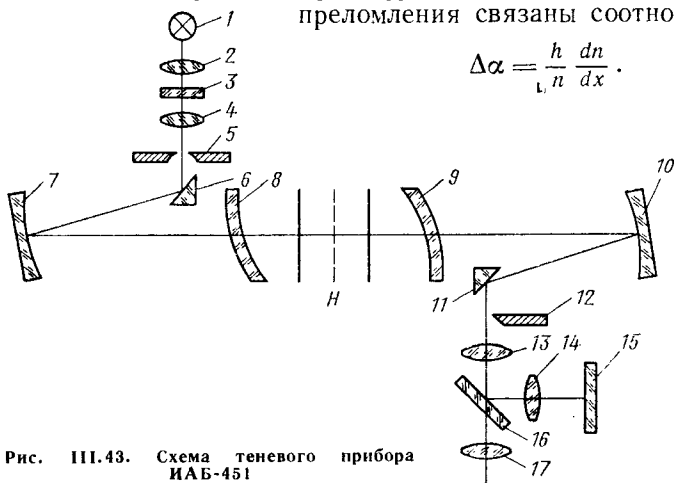
Так как $\frac{v}{\Delta v} = \frac{n}{\Delta n}$, то $\frac{1}{r} = \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta x}$.

Угол поворота

$$\Delta \alpha = \frac{AB}{r} = \frac{AB}{n} \frac{\Delta n}{\Delta x}.$$

Если толщина кюветы h и показатель преломления вдоль луча не меняются, то угол поворота фронта и градиент показателя преломления связаны соотношением

$$\Delta \alpha = \frac{h}{v} \frac{dn}{dx}.$$



При выходе из кюветы световая волна еще раз изменит свое направление, причем $\sin \varepsilon = n \sin \Delta \alpha$. Учитывая малость углов, окончательно получим

$$\varepsilon = n \Delta \alpha = h \frac{dn}{dx}. \quad (\text{III.63})$$

Последнее соотношение лежит в основе измерений на теневых приборах.

Отечественная промышленность выпускает несколько теневых приборов. Самым распространенным прибором является ИАБ-451, созданный по схеме, предложенной и разработанной Д. Д. Максудовым (рис. III.43).

В качестве источника света 1 используется лампа накаливания К-10 (50 Вт, 12 В) или ртутная лампа сверхвысокого давления ДРШ-250. При необходимости могут быть использованы другие источники, например импульсные лампы или ОКГ. Между двумя компонентами конденсора 2 и 4 в параллельном пучке устанавливаются цветные абсорбционные светофильтры 3. Входная щель прибора 5 имеет пределы раскрытия от 0 до 3 мм с точностью отсчета 0,01 мм.

После отражения от диагонального зеркала 6 свет попадает на зеркало 7 объектива осветительной части прибора. В состав объектива входит также мениск 8. Зеркало и мениск образуют внеосевую систему, т. е. систему, оптическая ось которой не совпадает с геометрической. В данном случае оптическая ось объектива параллельна геометрической оси и лежит на самом краю светового пучка. Объектив приемной части 9—10 аналогичен объективу 7—8. Световой диаметр пучка в плоскости неоднородности H равен 230 мм, фокусное расстояние объективов 1917,6 мм. Менисковые детали применены для уменьшения аберрации сферических зеркал.

В состав приемной части прибора входят также диагональное зеркало 11, нож Фуко 12, подвижный объектив 13, объектив фотокамеры 14, фотопластинка 15, сменное зеркало 16 и окуляр 17.

При переключении зеркала 16 теневую картину можно фотографировать фотоаппаратом «Зоркий».

Диаметр выходного отверстия приемной части равен 40 мм. Это позволяет измерять на приборе неоднородности, отклоняющие световые лучи не более чем на $36'$. Такая величина не выходит за пределы измерения большинства газодинамических процессов.

Поляризационные приборы

Поляризационные приборы основаны на явлении поляризации света и предназначены для получения поляризованного света и изучения тех или иных процессов, происходящих в поляризованных лучах.

Поляризационные приборы широко применяют в кристаллографии и петрографии для исследования свойств кристаллов; в оптической промышленности для определения напряжений в стекле; в машиностроении и приборостроении для изучения методом фотоупругости напряжений в деталях машин и сооружений; в медицине; в химической, пищевой, фармацевтической промышленности для определения концентрации растворов. Поляризационные приборы получили распространение также для изучения ряда явлений в электрическом и магнитном поле.

В данной главе кратко объяснены явления, на которых основана поляризационная аппаратура, описаны специфические узлы этой аппаратуры и некоторые типы поляризационных приборов.

§ 1. ДВОЙНОЕ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ

Действие большинства поляризационных приборов основано на явлении двойного лучепреломления [13, 21, 36].

Если на материал, обладающий способностью двойного лучепреломления, направить узкий параллельный пучок света под небольшим углом i , то внутри материала, сразу после входа в него, свет разделится на два пучка, идущих по разным направлениям i'_o и i'_e ; по выходе из материала эти пучки будут параллельны друг другу и падающему пучку (рис. IV.1). При нормальном падении ($i = 0$) один из пучков не меняет направления (рис. IV.2), другой преломляется под углом i'_e , но по выходе идет параллельно первому. Лучи первого пучка называют обыкновенными, лучи второго пучка — необыкновенными, и обозначают индексами o и e соответственно ¹.

¹ По начальным буквам французских слов *ordinaire* (обыкновенный) и *extraordinaire* (необыкновенный).

Для заданной длины волны λ падающего света показатель преломления n_o луча o по всем направлениям внутри двоякопреломляющего материала одинаков; показатель преломления n_e луча e для разных направлений различен, т. е. зависит от угла падения i .

Условие $n_o \neq n_e$ связано с неодинаковостью скоростей v_o и v_e распространения лучей o и e внутри двоякопреломляющего материала.

Разность $n_o - n_e$ является количественной мерой двойного лучепреломления.

Двоякопреломляющие материалы, для которых $v_o > v_e$ (т. е. $n_o < n_e$), называют положительными (например, кристаллический кварц). У отрицательных материалов (например, исландского шпата) $v_o < v_e$, т. е. $n_o > n_e$.

Из сказанного выше следует, что разность $v_o - v_e$ меняется в зависимости от i . Направления внутри материала, при распространении света вдоль которых раздвоения пучка лучей не происходит и $v_o = v_e$, называют *оптическими осями*. В направлении, перпендикулярном к оптической оси, двойное лучепреломление происходит, но лучи o и e идут по одному направлению с разными скоростями, причем разность $v_o - v_e$ максимальна, следовательно, максимальна и величина $n_o - n_e$.

Следует иметь в виду, что оптическая ось двоякопреломляющего материала, являющаяся направлением (бесчисленное множество параллельных прямых), лишь по названию сходна с оптической осью линзы (прямая, соединяющая центры кривизны преломляющих поверхностей линзы).

Одноосными называют материалы, имеющие одну оптическую ось (исландский шпат, кристаллический кварц). К *двухосным* материалам, имеющим два направления, вдоль которых $v_o = v_e$, относятся, например, слюда и гипс.

Главной плоскостью будем считать плоскость, в которой лежат луч падающий и оптическая ось, проведенная через точку падения.

Луч o поляризован перпендикулярно главной плоскости, луч e — в главной плоскости. За направление поляризации

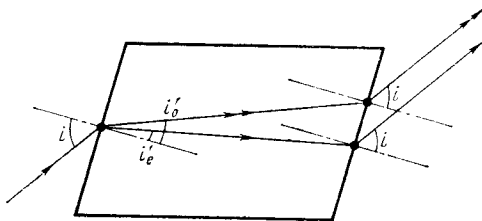


Рис. IV.1. Двойное лучепреломление при угле падения $i \neq 0$

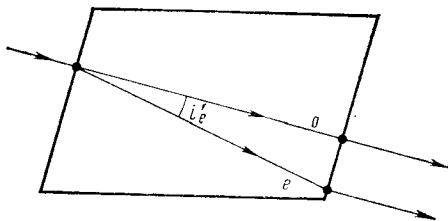


Рис. IV.2. Двойное лучепреломление при угле падения $i = 0$

принимается направление колебаний электрического вектора. Плоскостью поляризации называется плоскость, проходящая через электрический вектор и направление распространения электромагнитной волны (согласно Сборнику рекомендуемых терминов Комитета научно-технической терминологии АН СССР, вып. 72 «Физическая оптика», М., «Наука», 1968). Интенсивность лучей o и e в одноосных кристаллах одинакова.

Направление оптической оси будем обозначать сплошными линиями, если ось лежит в плоскости чертежа, и точками, если ось направлена перпендикулярно этой плоскости. Направление колебаний электрического вектора обозначим штрихами, перпендикулярными лучу, если колебание происходит в плоскости чертежа, и точками на луче, если колебания к ней перпендикулярны.

Двойное лучепреломление ярко выражено лишь у немногих веществ. В видимой области спектра и ближнем ультрафиолете большим двойным лучепреломлением обладает исландский шпат (при $\lambda = 0,589$ мкм в направлении, перпендикулярном к оптической оси, $n_o = 1,65835$; $n_e = 1,48640$, т. е. $n_o - n_e = 0,17195$).

Исландский шпат $\text{CaO} \cdot \text{CO}_2$ (водянопрозрачная разновидность углекислого кальция, или кальцит) — одноосный отрицательный кристалл гексагональной кристаллографической системы. В природе встречается в кусках длиной до нескольких сантиметров. При раскалывании разделяется по плоскостям спайности на кристаллы правильной, ограненной формы, достаточно прочен, гигроскопичность незначительна. Широко используется в поляризационных приборах.

Для некоторых узлов поляризационных приборов применяют двоякопреломляющие материалы с малым значением $n_o - n_e$ (кварц, слюда, гипс).

Кристаллический кварц SiO_2 — одноосный положительный кристалл (природный и синтетический) гексагональной кристаллографической системы. В поляризационных приборах применяют его водянопрозрачную, бесцветную разновидность.

Слюда — природный и синтетический двухосный кристалл моноклинной системы, расщепляющийся на тонкие упругие пластинки.

В поляризационных приборах часто используют калиевую слюду — мусковит $\text{KAl}_2(\text{OH}, \text{F})_2[\text{AlSi}_3\text{O}_{10}]$ белого цвета.

Гипс $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ — природный двухосный кристалл моноклинной кристаллографической системы с весьма совершенной спайностью. Встречается в виде призматических, игольчатых и пластинчатых кристаллов, а также в виде волокон. Двухосные материалы (гипс, слюда) характеризуются тремя показателями преломления: наибольшим n_G , средним n_m и наименьшим n_p (G, m, p — начальные буквы французских слов Grand, moyen, petit).

Характеристики перечисленных материалов приведены в табл. IV.1.

Таблица IV.1

**Физико-механические и оптические характеристики
некоторых двоякопреломляющих материалов**

Характеристика, условия измерения	Исландский шпат $\text{CaO} \cdot \text{CO}_2$	Кристалли- чески: кварц SiO_2	Слюда-мусковит $\text{KAl}_2(\text{OH}, \text{F})_2$ $[\text{AlSi}_3\text{O}_{10}]$	Гипс $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$
Плотность при 25° С, кг/м³	2711	2648	2800—2900	2315
Температура плавления, °С	1339	1470	350—400	—
Растворимость к 100 г H_2O , г: при 25° С при 100° С	0,0014 0,0018	Не раство- ряется	Не раство- ряется	—
Коэффициент тепло- вого расширения при 0° С, град⁻¹: в направлении, параллельном оптической оси в направлении, перпендикуляр- ном оптической оси	$24,39 \cdot 10^{-6}$	$7,067 \cdot 10^{-6}$	$(8,3—9,8) \cdot 10^{-6}$	$25 \cdot 10^{-6}$
	$-5,68 \cdot 10^{-6}$	—	$(17—25) \cdot 10^{-6}$	—
Твердость по шкале Мооса	3	5—6	2,8—3,2	2
Двойное лучепрелом- ление при 20° С для λ , мкм: 0,340 0,508 0,589 0,768 1,042 1,159 1,229 1,307 1,497 1,609 1,849 2,053 2,172	$n_o - n_e$ (перпендикулярно оптической оси)		$n_G - n_p$	
	0,1950		0,0412	
	—0,00924		0,0411	
	0,17195		0,0410	
	—0,00891		0,0394	
	0,16716		0,0393	
	—0,00875		0,0391	
	0,16291		0,0389	
	—0,00869		0,0387	
	0,16141		0,0365	
	—0,00865		0,0350	
	0,16056		0,0330	
	—0,00861		0,0328	
	0,15958			
	—0,00850			
	0,15713			
	—0,00842			
	—0,00828			
	—0,00818			
	—0,00810			
Скорость света ($\lambda =$ = 0,589 мкм, перпен- дикулярно оптиче- ской оси), м/с: v_o v_e	$1,8 \cdot 10^8$		$1,80 \cdot 10^8$	
	$2,0 \cdot 10^8$		$1,82 \cdot 10^8$	
Спектральная об- ласть применения, мкм	0,24—2,2		0,4—2,5 и 2,8—5,5	

Непосредственное применение кристаллов в поляризационных приборах затруднительно. Это объясняется малым полем зрения кристаллов (световой пучок должен быть очень узким) и малым углом сходимости падающего пучка лучей (световой пучок должен быть квазипараллельным). Поэтому для поляризационных приборов из кристаллов двоякопреломляющих материалов изготавливают специальные призмы, которые должны работать в широком спектральном диапазоне, иметь малые размеры и большой угол сходимости падающих лучей, при котором выходящий луч еще полностью поляризован. Эти призмы разделяются на поляризационные и двоякопреломляющие.

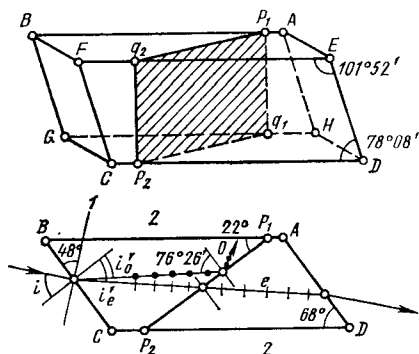


Рис. IV.3. Поляризационная призма Николя

Поляризационные призмы образуют на выходе один пучок плоскополяризованных лучей. Они основаны на явлении полного внутреннего отражения луча *о* внутри призмы от специально вводимого клеевого или воздушного слоя.

Двоякопреломляющие призмы образуют на выходе два пучка плоскополяризованных лучей. Они основаны на разведении лучей *о* и *е* из-за различия n_o и n_e .

Поляризационные призмы чаще всего изготавливают из исландского шпата. Конструктивно их выполняют из двух кусков, образованных в результате распиливания кристалла и склеенных затем по плоскости распила.

При выборе материала клея исходят из условия хорошей его прозрачности для луча *е* и наличия полного внутреннего отражения для луча *о* на границе исландский шпат—клей.

Таким образом, необходимо выполнение неравенства

$$n_e < n_k < n_o,$$

где n_k — показатель преломления клея (заметим, что n_o , n_k и n_e должны сравниваться при одной и той же длине волны падающего на призму света).

Классическим примером поляризационной призмы является призма Николя (рис. IV.3). Она образуется распилом кристалла исландского шпата по сечению $p_1q_1p_2q_2$ и склейкой по этому же сечению. Двойное лучепреломление рассматривается в плоскости $ABCD$. Отношение ребер $AB : BC = 3,65 : 1$. Четыре боковые грани 2 чернятся. Оптическая ось направлена вдоль линии 1.

Для работы в видимой части спектра для склейки применяют канадский бальзам, прозрачный для длин волн $\lambda > 0,33$ мкм.

Для работы в ультрафиолетовой области предусматривается воздушный зазор толщиной 0,02—0,05 мм вместо склейки.

При входе естественного света в призму Николя образуется два пучка лучей: поляризованные в главной плоскости (лучи e) и в плоскости, ей перпендикулярной (лучи o). Так как $n_o > n_k$, то луч o в некотором диапазоне углов падения будет претерпевать на плоскости склейки полное внутреннее отражение и поглотится зачерненной гранью призмы. В больших призмах во избежание нагревания луч o выводится из кристалла наружу с помощью дополнительной призмы, наклеиваемой на боковую грань кри-

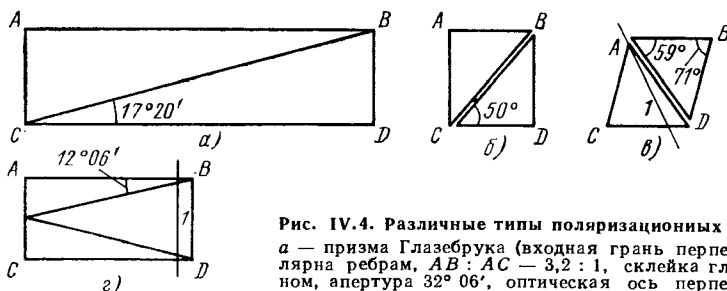


Рис. IV.4. Различные типы поляризационных призм:

а — призма Глазевука (входная грань перпендикулярна ребрам, $AB : AC = 3,2 : 1$, склейка глицерином, апертюра $32^\circ 06'$, оптическая ось перпендикулярна плоскости чертежа); б — призма Глана (входная грань перпендикулярна ребрам, $AB : AC = 0,85 : 1$, прослойка воздушная 0,05 мм, апертюра $8^\circ 06'$, оптическая ось перпендикулярна плоскости чертежа); в — призма Фуко ($AB : AC = 0,9 : 1$, прослойка воздушная 0,05 мм, апертюра 8° ; 1 — направление оптической оси); г — призма Аренса (входная грань перпендикулярна ребрам, $AB : AC = 2,32 : 1$, склейка канадским бальзамом или льняным маслом, апертюра 35° ; 1 — направление оптической оси)

сталла, которая в этом случае не чернится. Луч e пройдет через склейку беспрепятственно. Таким образом, на выходе оказывается лишь пучок лучей, поляризованных в главной плоскости.

Апертура (наибольшее отклонение падающих лучей от параллельности, при котором выходящий из призмы свет еще полностью поляризован) призмы Николя равна 29° . Следует иметь в виду, что величина апертуры зависит от разности $n_o - n_e$, значения n_k и от ориентации оптической оси.

К недостаткам призмы Николя относятся неоднородное состояние поля поляризации для расходящихся от источника света лучей; относительно большие потери света на отражение на наклонных гранях; большая длина призмы вдоль хода луча, что повышает стоимость изготовления; смещение светового пучка, вследствие чего при вращении призмы появляется биение.

Некоторые другие типы поляризационных призм, частично свободных от указанных недостатков, показаны на рис. IV.4.

Двойкопреломляющие призмы представляют собой соединение двух призм с различным направлением оптических осей, влияющим на расхождение лучей o и e . Эти призмы изготовляют из исландского шпата и кристаллического кварца. Апертура двойкопреломляющих призм невелика.

Устройство некоторых типов двоякопреломляющих призм показано на рис. IV.5 (построение хода лучей o и e выполнено для отрицательных двоякопреломляющих материалов).

В призмах Рошона (рис. IV.5, a) и Сенармона (рис. IV.5, b) при нормальном падении света луч o не меняет своего направления и на выходе остается параллельным входящему лучу. Луч e из-за различия показателя преломления n_e в направлении, параллельном и перпендикулярном оптической оси, преломляется при переходе во вторую призму и выходит из нее под углом, зависящим от длины волны падающего луча и преломляющего угла призмы. Луч o ахроматичен, луч e хроматичен.

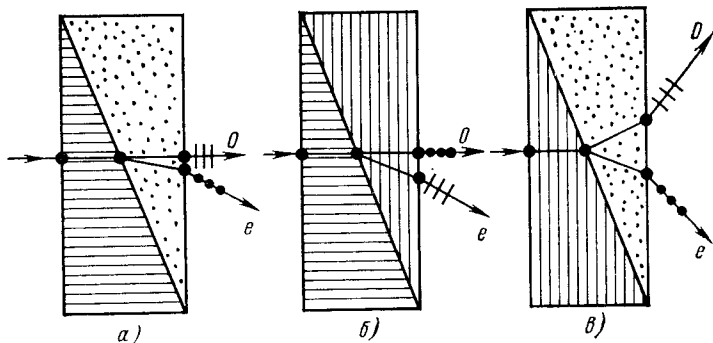


Рис. IV.5. Различные типы двоякопреломляющих призм

Призма Волластона (рис. IV.5, $в$) разводит лучи симметрично, причем угол между лучами o и e примерно в 2 раза больше, чем в призмах Рошона или Сенармона. Оба луча обнаруживают хроматизм.

На некотором расстоянии от выходной грани пучки лучей o и e разойдутся на значительную величину и в направлении распространения остаются плоскополяризованными и только обыкновенными или только необыкновенными.

Модификацией двоякопреломляющих линз является разработанная в ГОИ им. С. И. Вавилова бифокальная линза бинарной конструкции, основанная на замене гипотенузных граней обеих склеиваемых призм одной сферической поверхностью. Такая линза обеспечивает на выходе два пучка лучей (один параллельный, другой сходящийся), линейно-поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях.

§ 2. ДИХРОИЗМ

В ряде поляризационных приборов используется явление дихроизма. Название дихроизм (двуцветность) обусловлено зависимостью поглощения естественного света в материале от длины волны и угла падения. Дихроичный материал по разным направлениям окрашен неодинаково.

Дихроичными называют двоякопреломляющие материалы, в которых поглощение луча *о* значительно сильнее поглощения луча *е*.

Пластины (пленки) дихроичных материалов используются для так называемых *поляризаторов* — поляризационных приспособлений, изменяющих интенсивность проходящих через них лучей.

Действие одного поляризатора сводится к превращению естественного света в плоскополяризованный и к уменьшению интенсивности падающего света *I* в 2 раза, т. е.

$$I_1 = \frac{1}{2} I, \quad (\text{IV.1})$$

где *I*₁ — интенсивность света после поляризатора, установленного таким образом, что его оптическая ось перпендикулярна падающим лучам.

При вращении поляризатора вокруг направления падающего луча величина *I*₁ остается неизменной.

Если на пути лучей, пропущенных одним поляризатором, установить другой, аналогичный первому, то интенсивность *I*₂ света после второго поляризатора определяется законом Малюса

$$I_2 = I_1 \cos^2 \varphi, \quad (\text{IV.2})$$

где φ — угол между направлениями оптических осей первого и второго поляризаторов.

Это свойство двух поляризаторов имеет большую перспективность при использовании, в частности, в осветительных устройствах автомобилей (для снижения слепящего действия лучистых потоков).

Впервые дихроизм был обнаружен на природном кристалле турмалина (боросиликат алюминия), пластинки которого толщиной ~1 мм практически полностью поглощают луч *о*. Выходящий свет оказывается плоскополяризованным.

У турмалина при $\lambda = 0,5893$ мкм в направлении, перпендикулярном к оптической оси, $n_o = 1,669$ и $n_e = 1,638$. Следовательно, $n_o - n_e = 0,031$.

Недостатки природного турмалина (малые размеры кристаллов, высокая стоимость, незначительность природных залежей, малая апертура) и затруднения, возникающие при выращивании кристаллов искусственного турмалина больших размеров, привели к поискам других типов поляризаторов, в частности таких, в которых монокристалл заменен большим числом упорядоченных (одинаково ориентированных) мелких частиц (кристалликов или молекул).

Принцип построения таких поляризаторов, получивших название *поляроидов*, заключается в следующем:

тонкую пленку, состоящую из вытянутых иглообразных произвольно ориентированных молекул полимера, нагревают до размягчения и растягивают в каком-либо определенном направлении;

при этом подавляющее большинство молекул ориентируется, поворачиваясь большими осями вдоль направления растяжения, и пленка становится двоякопреломляющей;

в образованную таким образом анизотропную пленку вводят какое-либо вещество, молекулы (кристаллики) которого дихроичны; в результате пленка становится дихроичным поляризованным устройством.

Одной из важнейших характеристик поляризационных устройств является степень поляризации

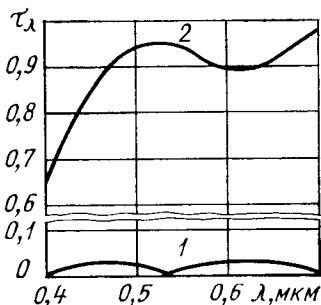


Рис. IV.6. Типовая спектральная характеристика коэффициента пропускания луча o (кривая 1) и луча e (кривая 2) поляроида H -типа

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}, \quad (IV.3)$$

где $I_{\perp}$ и $I_{\parallel}$ — интенсивности пучков лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях (в частном случае $I_{\perp} = I_o$ и $I_{\parallel} = I_e$).

Наиболее широкое применение получили поляроиды H и J -типа.

К H -типу относятся поляроиды на основе полимерной пленки с вводимыми в нее дихроичными материалами, представляющими собой длинные цепочки полимерных дихроичных молекул комплексного соединения поливиниловый спирт—иод. Они образуются при од-

ностороннем растяжении поливиниловой пленки, наносимой на подложку из ацетата целлюлозы; в разогретую поливиниловую пленку добавляют насыщенный водный раствор иода, молекулы которого обладают свойством дихроичности.

В области $\lambda = 0,5 \div 0,7$ мкм эти поляроиды заметно поглощают луч o (кривая 1 на рис. IV.6) и хорошо пропускают луч e (кривая 2 на рис. IV.6). В более коротковолновой области степень поляризации проходящего света заметно снижается. Апертура составляет приблизительно 60° .

Поляроиды H -типа конструктивно выполняются обычно в виде прямоугольных листов, размещаемых между стеклянными или пластмассовыми пластинами.

К J -типу относятся поляроиды на основе полимерной пленки с вводимыми дихроичными кристаллами. Распространенным представителем поляроидов этого типа является герапатит — суспензия из иглообразных кристалликов сульфата хинина в нитроцеллюлозной или ацетилцеллюлозной пленке. В области $\lambda = 0,5 \div 0,7$ мкм он довольно хорошо пропускает луч e . При толщине $\sim 0,3$ мм практически полностью поглощает луч o . Апертура достигает 90° .

Значения $P(\lambda)$ обоих типов поляроидов приведены в табл. IV.2.

Общим недостатком пленочных поляроидов является их низкая термостойкость (они не выдерживают длительного нагрева

Степень поляризации поляроидов
Н и J-типа (толщина 0,2 мм)

Таблица IV.2

λ , мкм	Р		λ , мкм	Р	
	Н-тип	J-тип (герапатит)		Н-тип	J-тип (герапатит)
0,50	1,00	0,987	0,75	1,00	0,915
0,55	1,00	0,990	0,80	0,98	0,678
0,60	1,00	0,990	0,85	0,72	0,412
0,65	1,00	0,985	0,90	0,32	0,282
0,70	1,00	0,982			

при температуре свыше 70°C). По сравнению с исландским шпатом поляроиды менее прозрачны, спектральная характеристика коэффициента пропускания в видимой области селективна, фиолетовый и красный участки спектра поляризованы частично.

Преимуществом пленочных поляроидов является их большая рабочая поверхность (свыше 100 см^2), высокая апертура, низкая стоимость изготовления.

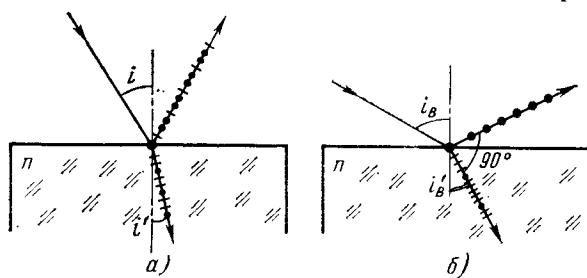
§ 3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЛУЧЕЙ ДИЭЛЕКТРИКОМ ПРИ ОТРАЖЕНИИ

В ряде поляризационных приборов используется явление поляризации лучей диэлектриком при отражении.

При падении света на поверхность диэлектрика, не являющегося в общем случае двоякопреломляющим материалом, отра-

Рис. IV.7. Поляризация естественного света диэлектриком:

а — при произвольном угле падения i ; б — при $i = i_B$



женные и преломленные лучи частично поляризуются. В отраженных лучах преимущественное направление колебаний электрического вектора перпендикулярно плоскости падения, в преломленных оно параллельно плоскости падения.

Степень поляризации отраженных и преломленных лучей зависит от угла падения i (рис. IV, 7, а).

При некотором угле падения i_B (угол Брюстера), различном для разных диэлектрических материалов, для отраженного луча

$P = 100\%$. Степень поляризации преломленного луча в этом случае также максимальна (доходит до 30%).

Угол i_B для случая отражения на границе воздух—диэлектрик определяется из выражения

$$\operatorname{tg} i_B = n, \quad (\text{IV.4})$$

где n — показатель преломления диэлектрика для какой-либо определенной длины волны λ .

При угле падения, равном i_B , преломленный и отраженный лучи образуют угол 90° (рис. IV, 7, б).

Коэффициенты отражения ρ определяются формулой Френеля

$$\rho = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\sin(i - i')}{\sin(i + i')} \right]^2 + \left[\frac{\operatorname{tg}(i - i')}{\operatorname{tg}(i + i')} \right]^2 \right\}, \quad (\text{IV.5})$$

где i' — угол преломления.

Первый член правой части формулы (IV.5) характеризует величину $I_\perp$, второй — $I_\parallel$.

При малых i

$$\rho = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (\text{IV.6})$$

Из (IV.6) следует, что ρ увеличивается с ростом n .

Для увеличения степени поляризации лучей, проходящих через диэлектрик, используют несколько пластинок (стопу), каждая из которых устанавливается исходя из условий угла Брюстера. С целью устранения бликов, создаваемых лучами, отраженными от поверхностей пластинок, последние делают клиновидными (угол преломления до 1°) и располагают веерообразно. Для компенсации смещения лучей, проходящих через стопу, часто в схему вводят дополнительную пластину, выполненную из материала с высоким коэффициентом пропускания в соответствующей области спектра.

Степень поляризации монохроматических лучей, прошедших через стопу из m одинаковых пластинок, расположенных параллельно, определяется выражением

$$P = \frac{I_\perp^\tau - I_\parallel^\tau}{I_\perp^\tau + I_\parallel^\tau} = \frac{m(n^2 - 1) \sin^2 i}{m(n^2 + 1)[2n^2 - (n^2 + 1) \sin^2 i] - 4(m-1)n^2 \cos i \sqrt{n^2 - \sin^2 i}}, \quad (\text{IV.7})$$

где $I_\perp^\tau$ и $I_\parallel^\tau$ — интенсивность прошедшего через стопу света, поляризованного перпендикулярно плоскости падения и в плоскости падения соответственно; i — угол падения лучей на первую пластинку стопы; n — показатель преломления пластинок стопы для длины волны света, падающего на первую пластинку.

Материалом для пластинок в видимой области спектра служит оптическое стекло. В связи с относительно небольшим значением показателя преломления для стекла ($n = 1,5 \div 1,6$), для получения высокого значения P необходимо большое число пластинок (обычно $m \geq 8$), что неизбежно снижает пропускание и уменьшает апертуру.

В инфракрасной части спектра часто применяют пластинки из хлористого серебра, селеновые и германиевые пленки, напыленные на кристаллические пластины (KBr, NaCl и др.), прозрачные для инфракрасных лучей.

Стопа пластин из хлористого серебра при $i = 26^\circ 30'$ и $m = 3$ в области $\lambda = 2 \div 15$ мкм имеет $P \approx 0,90$. При $m = 8$ величина P возрастает до 0,95, однако коэффициент пропускания снижается при этом до 0,4. В видимой части спектра степень поляризации и коэффициент пропускания заметно уменьшаются. Хлористое серебро обладает способностью к фотолизу, поэтому для защиты от коротковолновой радиации наружные поверхности крайних пластин стопы покрывают селеном.

Стопа селеновых пленок при $i = 65^\circ$ и $m = 4$ в области $\lambda = 2 \div 14$ мкм имеет $P = 0,98$. Селеновые пленки толщиной несколько микрометров образуются осаждением селена на подложке из нитроцеллюлозы или обыкновенной кинопленки в амилацетате или бутилацетате. Подложка подвешивается на металлической рамке и растворяется в ацетоне. Оставшиеся пленки складываются в стопу. Недостатком такой стопы является низкая прочность. Для повышения прочности стопу формируют из полированных пластинок каменной соли толщиной 0,5 мм, на которые напылением в вакууме наносят слои аморфного селена толщиной 1,5—3 мкм. Такие слои достаточно прочны и в то же время предохраняют гигроскопичные пластины NaCl от действия паров воды.

Стопа германиевых пластин при $i = 76^\circ$ и $m = 3$ в области $\lambda = 2,5 \div 14$ мкм пропускает излучение практически полностью поляризованным. При этом коэффициент пропускания составляет 0,25—0,30. Иногда стопы данного типа выполняют в виде набора полированных пластин NaCl с напыленным на них слоем германия толщиной 0,3—0,4 мкм.

§ 4. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ

В ряде поляризационных приборов изучается интерференционная картина, возникающая при интерференции поляризованных лучей, прошедших через исследуемый объект.

Поляризация света в этих приборах осуществляется в поляризационном приспособлении, называемом поляризатором. Характер поляризации на выходе из исследуемого объекта анализируется с помощью поляризационного устройства — анализатора.

Оптическая система, создающая интерференцию поляризованных лучей (рис. IV.8), состоит из поляризатора Π и анализатора A_n , между которыми вводится исследуемый объект Kp (рис. на IV.8 в качестве исследуемого объекта приведен двоякопреломляющий кристалл, оптическая ось которого параллельна плоскости чертежа и перпендикулярна падающему лучу).

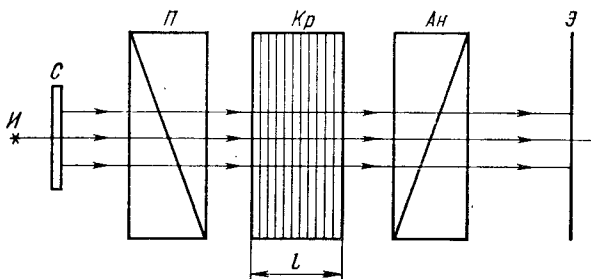


Рис. IV.8. Схема для наблюдения интерференции поляризованных лучей

В качестве поляризатора и анализатора можно применять любые поляризационные устройства, дающие линейную поляризацию (поляризационные и двоякопреломляющие призмы, поляроиды, отражающие диэлектрические поверхности, стопа).

Монохроматический пучок естественного света от источника I после светофильтра C , проходя через Π , становится линейно поляризованным. В результате двойного лучепреломления в Kp амплитуда A вектора колебаний электрического вектора линейно поляризованного света разлагается на компоненты с амплитудами a и b по двум взаимно перпендикулярным направлениям (рис. IV.9).

Так как направление плоскости поляризации Π постоянно во времени, то обе компоненты при любых фазовых изменениях вектора A меняются синхронно, и возникающая между ними на выходе из Kp разность фаз зависит лишь от материала двоякопреломляющего материала, его толщины l (см. рис. IV.8) и длины волны λ проходящего света. В дальнейшем никакого добавочного изменения фазы между лучами o и e не возникает.

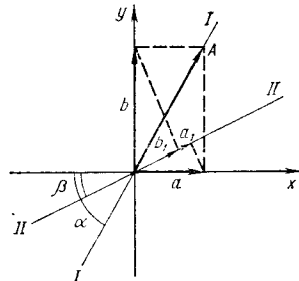


Рис. IV.9. Схема получения интерференции поляризованных лучей

Анализатор A_n , установленный за Kp , сводит поляризованные лучи o и e в одну плоскость. Таким образом, в плоскости колебаний лучей, пропущенных анализатором, происходит сложение лучей, имеющих одинаковую длину волны λ , постоянную разность фаз и одну и ту же плоскость поляризации. При этом сложении образуется интерференционная картина.

Отметим, что при отсутствии поляризатора разность фаз между компонентами вектора A по двум взаимно перпендикулярным направлениям не будет постоянной (из-за хаотического изменения мгновенного направления электрического вектора в пучке лучей естественного света, падающего на Kp). В результате эти компоненты становятся некогерентными, и интерференционная картина не наблюдается.

Интерференционная картина рассматривается на экране $\mathcal{E}$ визуально или с помощью дополнительной оптической системы.

В фотоэлектрических поляризационных приборах, главным отличием которых от визуальных является замена человеческого глаза каким-либо объективным приемником излучения, все поляризационные элементы сохранены такими же. Как и в визуальных приборах, взаимное расположение Π и An скрещенные (плоскости поляризации этих элементов взаимно перпендикулярны), что обеспечивает минимальное пропускание излучения (при отсутствии в схеме узла Kp) и наиболее высокое отношение сигнал/шум. Для повышения точности измерений в этом случае необходима модуляция света, поэтому дополнительным элементом фотоэлектрической поляризационной схемы обычно является модулятор того или иного типа.

Рассмотрим явления, возникающие в плоскости xu , перпендикулярной плоскости чертежа и размещенной за An . Плоскости колебаний линейно-поляризованных лучей, пропущенных поляризатором и анализатором, обозначим соответственно $I—I$ и $II—II$ (рис. IV.9).

При падении плоскополяризованного пучка лучей нормально на Kp , вырезанный так, как это показано на рис. IV.8, внутри Kp образуются лучи o и e , идущие по одному направлению с разными скоростями.

Колебание луча o в направлении x происходит по закону

$$x = a \cos \omega t, \quad (\text{IV.8})$$

а колебание луча e в направлении y — согласно закону

$$y = b \cos (\omega t - \delta), \quad (\text{IV.9})$$

где ω — круговая частота вращения волнового вектора поляризованного света; t — время; δ — разность фаз лучей o и e .

Величина δ обусловлена различием скоростей v_o и v_e лучей o и e внутри кристалла Kp . Если оптическая разность хода этих лучей в кристалле $\Delta = (n_o - n_e) l$, то

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) l. \quad (\text{IV.10})$$

Найдем траекторию конца вектора, характеризующего результирующее колебание лучей o и e на выходе из Kp .

Из (IV.8)

$$\cos \omega t = \frac{x}{a}.$$

Тогда из (IV.9) следует

$$\left(\frac{y}{b} - \frac{x}{a} \cos \delta\right)^2 = \left[\sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2} \sin \delta\right]^2,$$

откуда окончательно получаем

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \delta + \frac{y^2}{b^2} = \sin^2 \delta. \quad (\text{IV.11})$$

Следовательно, в общем случае (при любом δ) плоскополяризованный свет превращается в эллиптически-поляризованный. Рассмотрим частные случаи.

1. $\Delta = N\lambda + \frac{\lambda}{4}$, где $N = 0, 1, 2, \dots$

Тогда

$$\delta = 2\pi N + \frac{\pi}{2}.$$

После подстановки выражения для δ в (IV.11) получим уравнение эллипса, ориентированного относительно главных осей:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1.$$

При $a = b$ получим уравнение окружности

$$x^2 + y^2 = a^2,$$

т. е. свет оказывается поляризованным по кругу (круговая или циркулярная поляризация).

2. $\Delta = N\lambda + \frac{\lambda}{2}$, где $N = 0, 1, 2, \dots$

Тогда

$$\delta = 2\pi N + \pi$$

и

$$\frac{x}{a} + \frac{y}{b} = 0,$$

т. е. пучок лучей остается плоскополяризованным, причем колебания происходят по прямой, проходящей во II и IV квадрантах (плоская или линейная поляризация).

3. $\Delta = N\lambda$, где $N = 0, 1, 2, \dots$

Тогда

$$\delta = 2\pi N$$

и

$$\frac{x}{a} - \frac{y}{b} = 0.$$

В этом случае колебание плоскополяризованного пучка лучей происходит по прямой, проходящей в I и III квадрантах (плоская или линейная поляризация).

Для определения интенсивности лучей, прошедших через поляризатор, кристалл и анализатор, вычислим амплитуду A_p результирующего колебания интерферирующих лучей.

Так как колебания лучей o и e отстают по фазе друг от друга на постоянную величину δ , то

$$A_p^2 = a_1^2 + b_1^2 + 2a_1b_1\cos\delta, \quad (IV.12)$$

где a_1 и b_1 — амплитуды интерферирующих лучей (см. рис. IV.9). Но

$$a_1 = a \cos\beta = A \cos\alpha \cos\beta;$$

$$b_1 = b \sin\beta = A \sin\alpha \sin\beta,$$

где α , β — углы, образованные плоскостью поляризации соответственно P и A_n с осью x .

Подставив значения a_1 и b_1 в (IV.12), найдем

$$A_p^2 = A^2 \left[\cos^2(\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\delta}{2} \right].$$

Обозначая через I интенсивность пучков лучей, пропущенных через P , получим выражение для интенсивности лучей I_p после A_n :

$$I_p = I \left[\cos^2(\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\delta}{2} \right]. \quad (IV.13)$$

В частности, при $\alpha - \beta = 90^\circ$ («никили скрещены»)

$$I_p = I \sin^2 2\alpha \sin^2 \delta/2;$$

при $\alpha - \beta = 0^\circ$ («никили параллельны»)

$$I_p = I (1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \delta/2).$$

В случае $\delta = 2\pi N$, где $N = 0, 1, 2, \dots$ и $\alpha = 45^\circ$, для параллельных николей $I_p = I$.

В случае $\delta = (2N + 1)\pi$, где $N = 0, 1, 2, \dots$ и $\alpha = 45^\circ$, для скрещенных николей $I_p = I$.

§ 5. ФАЗОВЫЕ ПЛАСТИНКИ, КОМПЕНСАТОРЫ

Если эллиптически-поляризованный свет, полученный описанным в § 4 способом, направить непосредственно на анализатор, то исследование света будет связано с рядом трудностей. Так как через анализатор пройдет только часть вышедшей из исследуемого кристалла световой энергии, соответствующая компоненте колебаний, пропускаемой анализатором, то при вращении последнего в плоскости, перпендикулярной главной плоскости кристалла, будет наблюдаться лишь частичное затемнение или просветление

поля. Та же картина наблюдается и при исследовании частично поляризованного света (интенсивность максимальна при совпадении плоскости колебаний анализатора с большой осью эллипса и минимальна при совпадении с малой осью). В частном случае, при $a = b$ вращение анализатора вообще не будет менять интенсивность проходящего света, как и при анализе естественного света. Интерференционная картина будет отсутствовать.

Для возможности анализа необходимо предварительно превратить эллиптически- или циркулярно-поляризованный свет в плоскополяризованный.

В случае, когда для такого превращения достаточно изменить разность хода лучей o и e , выходящих из исследуемого кристалла, на величину, кратную $\lambda/4$, применяют кристаллические (фазовые) пластинки из слюды, селенита, кварца, гипса и др., устанавливаемые перед анализатором, которые вносят дополнительную разность хода $\lambda/4$ («пластинка в $1/4$ волны»), $\lambda/2$ («пластинка в $1/2$ волны») или λ («пластинка в целую волну»). Оптическая ось пластинок должна быть перпендикулярна падающему лучу.

Для осуществления такой дополнительной разности хода можно применять очень тонкие пластинки. Однако ввиду трудности их изготовления и эксплуатации в приборах используют более толстые пластины, создающие разность хода $N\lambda + \lambda/4$, $N\lambda + \lambda/2$ или $N\lambda + \lambda$.

Фазовые пластинки применяют также для нахождения разности хода методом определения двулучепреломления по интерференционным цветам. Этот метод основан на изучении хроматической поляризации, т. е. на изучении явлений, связанных с появлением окраски при наблюдении в белом поляризованном свете оптически анизотропного объекта.

При таком методе исследования фазовая пластинка, установленная перед анализатором поляризационного прибора, вносит дополнительную разность хода и при освещении поляризатора источником белого света вызывает окрашивание поля зрения.

При введении между поляризатором и анализатором образца, обладающего двойным лучепреломлением, поле зрения меняется. Принцип измерения разности хода заключается в оценке изменившегося цвета.

При установке поляризатора и анализатора на темноту (николи скрещены) цвет поля зрения наиболее насыщен, так как световой поток не имеет примеси белого света.

Цвет поля зрения при переходе николей от скрещенного положения к параллельному меняется на дополнительный.

После того, как в процессе измерения установлен цвет поля зрения, обусловленный сложением разностей хода, возникающих в фазовой пластинке и в исследуемом образце, находят значение разности хода, соответствующее этому цвету. Вычитая разность хода, вносимую фазовой пластинкой, находят разность хода, вносимую образцом.

Разность хода, соответствующую определенному цвету, определяют с помощью таблиц для конкретных материалов, из которых изготовлены фазовые пластинки [6].

Если для превращения эллиптически- или циркулярно-поляризованного света в плоскополяризованный необходимо иметь возможность вносить любую разность хода, компенсирующую до нуля или дополняющую до π создавшуюся в системе разность фаз, то в этом случае используют *фазовые компенсаторы*.

Работа фазовых компенсаторов основывается обычно на следующем принципе: при скрещивании двух одинаковых поляри-

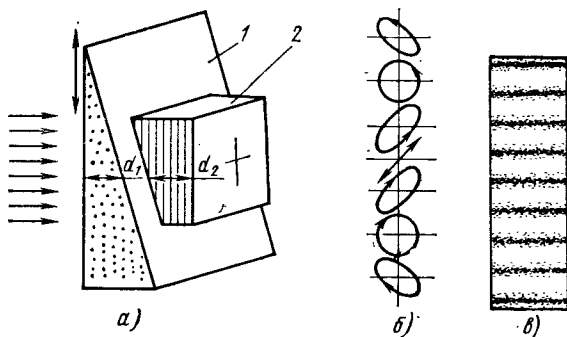


Рис. IV.10. Схема компенсатора Бабинне

зационных клиньев, т. е. при такой их ориентации, когда направление колебаний луча o в одном из них совпадает с направлением колебаний луча e в другом, лучи, идущие в первом клине с меньшей скоростью, будут идти во втором с большей скоростью, и наоборот. В результате разность хода, полученная в первом клине, компенсируется до нуля во втором.

Весьма распространены компенсаторы Бабинне и Солейля. **Компенсатор Бабинне** (рис. IV.10, а) представляет собой систему из двух кварцевых клиньев, вырезанных так, что их оптические оси взаимно перпендикулярны. Один из клиньев 1 может перемещаться в направлении, перпендикулярном падающему пучку лучей (направление перемещения показано стрелкой), другой клин неподвижен. На задней грани неподвижного клина 2 нанесено перекрестие.

Компенсатор устанавливается между поляризатором и анализатором.

Падающий на компенсатор эллиптически- или циркулярно-поляризованный свет получает добавочную разность хода, зависящую от разности толщин d_1 и d_2 клиньев в данном месте по высоте компенсатора, т. е. разность, различную для разных точек поля (рис. IV.10, б).

Оптические длины хода лучей, поляризованных в плоскости чертежа (Δ_1) и перпендикулярно к ней (Δ_2), определяются по формулам

$$\Delta_1 = n_e d_1 + n_o d_2;$$

$$\Delta_2 = n_o d_1 + n_e d_2.$$

Тогда добавочная разность хода между этими двумя лучами

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 = (n_o - n_e) (d_1 - d_2). \quad (\text{IV.14})$$

Обычно компенсатор помещается между скрещенными поляризатором и анализатором (т. е. при установке поляризатора и анализатора на темноту). Если после внесения компенсатора на поляризатор направить монохроматический параллельный пучок лучей, то на экране за анализатором будет наблюдаться интерференционная картина в виде системы равноотстоящих одна от другой темных и светлых полос, параллельных преломляющему ребру клина. Если предварительно поляризатор и анализатор были скрещены, то темными будут места, в которых разность фаз лучей o и e дополняется до $0, 2\pi, 4\pi$ и

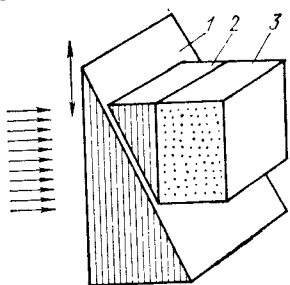


Рис. IV.11. Схема компенсатора Солейля

т. д. При иной предварительной ориентировке поляризатора и анализатора темные полосы соответствуют дополняющей разности фаз, доводящей первоначальную разность до других величин (например $\pi, 3\pi, 5\pi$ и т. д.). Эту систему полос ориентируют относительно перекрестия на неподвижном клине (рис. IV.10, в).

При введении между поляризатором и анализатором двоякопреломляющего кристалла интерференционные полосы сместятся.

Перемещая подвижный клин компенсатора, вновь приводят до совмещения с перекрестием то место интерференционной картины, которое совпадало с ним до внесения кристалла.

Измеряя величину смещения клина, можно определить разность хода лучей o и e , возникающую в исследуемом кристалле (зная толщину клиньев и материал, из которого они изготовлены, можно рассчитать добавляемую разность фаз и определить ту разность, которая характеризовала бы эллиптически-поляризованный свет в кристалле).

В ряде случаев более удобны компенсаторы, поле зрения которых представляет область одной и той же добавочной фазы, изменяемой одновременно в пределах всего поля. Характерным представителем компенсаторов такого типа является **компенсатор Солейля** (рис. IV.11).

Этот компенсатор устроен в виде плоскопараллельной пластинки 3 и двух клиньев (подвижного 1 и неподвижного 2) с одинаковым преломляющим углом, вырезанных параллельно оси. Все

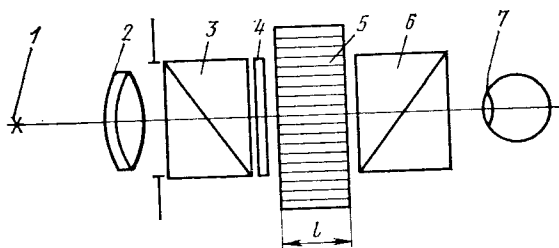
детали компенсатора изготавливают обычно из кристаллического кварца.

Два клина в совокупности образуют плоскопараллельную пластинку, толщина которой меняется при подвижке одного из них в направлении, указанном стрелкой. Оптические оси пластинок постоянной и перемещенной толщины взаимно перпендикулярны.

§ 6. ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Некоторые типы поляризационных приборов основаны на явлении вращения плоскости поляризации при прохождении поляризованного света через вещество. Это явление отчетливо заметно при прохождении света через кристаллический кварц параллельно его оптической оси, причем кварц вырезан перпендикулярно оптической оси (рис. IV.12).

Рис. IV.12. Схема для наблюдения вращения плоскости поляризации



Заметим, что вращение плоскости поляризации будет наблюдаться и при другой установке кристалла кварца, однако в этом случае наблюдение вращения осложняется из-за наличия двойного лучепреломления.

Естественный свет от источника 1, расположенного в фокальной плоскости объектива 2, после поляризатора 3 и светофильтра 4 в виде плоскополяризованного монохроматического излучения проходит через кварцевую пластинку 5 параллельно ее оптической оси. Анализатор 6 установлен перпендикулярно поляризатору 3. В этом случае кварц должен был бы вести себя как изотропное тело, и наблюдателю 7 поле зрения должно было бы представляться темным. На самом деле поле зрения оказывается в той или иной степени освещенным.

При повороте анализатора 6 вокруг оси кристалла 5 можно добиться полного затемнения поля зрения. Это является подтверждением того, что свет при прохождении через кварц 5 не стал эллиптически-поляризованным, что он остался плоскополяризованным, но его плоскость поляризации повернулась на некоторый угол. Этот угол называется *углом поворота плоскости поляризации*. Будем обозначать его через ψ .

Для одного и того же вещества величина ψ зависит от длины волны λ падающего на кристалл 5 света. При неизменной величине

λ угол ψ пропорционален толщине l кристаллической пластинки 5, причем

$$\psi = \alpha l, \quad (\text{IV.15})$$

где α — удельное вращение (угол поворота плоскости поляризации пластинкой толщиной 1 мм); α зависит от вещества кристалла, его температуры и длины волны исследуемого света.

Кристаллические вещества, обладающие способностью поворота плоскости поляризации, существуют в двух модификациях, создающих этот поворот в противоположные стороны. Принято направление вращения устанавливать для наблюдателя, смотря-

щего навстречу световому потоку: правовращающий (или положительный) материал дает поворот плоскости поляризации по часовой стрелке; левовращающий (или отрицательный) вызывает поворот против часовой стрелки. Величина вращения для обеих модификаций одинакова, т. е. $\alpha_+ = \alpha_-$.

При повышении температуры величина α возрастает. Так, например, для кварца при прохождении света с длиной волны $\lambda = 589,3$ нм повышение температуры на 1°C вызывает увеличение удельного вращения на $0,003^\circ$.

Объяснение явления вращения, данное Френелем, заключается в представлении плоскости поляризации как особого типа двойного лучепреломления. Согласно Френелю, плоскополяризованный свет рассматривается как совокупность правой и левой циркулярно-поляризованных волн с одинаковыми периодами и амплитудами.

Если на месте входа в кристалл вращающиеся электрические векторы a_0 правой и левой волны симметричны по отношению к плоскости колебаний пучка лучей, пропущенных поляризатором (плоскость 1—1, рис. IV.13, а), то в какой-либо точке внутри кристалла взаимная ориентация этих векторов будет симметрична уже относительно другой плоскости 2—2, повернутой на угол ψ относительно плоскости 1—1, из-за неодинаковости углов φ_g и φ_d .

В связи с симметричным расположением плоскости 2—2 (рис. IV.13, б) относительно обоих векторов a_0 можно записать (при $\varphi_d > \varphi_g$, случай правовращающего кристалла)

$$\varphi_d - \psi = \varphi_g + \psi,$$

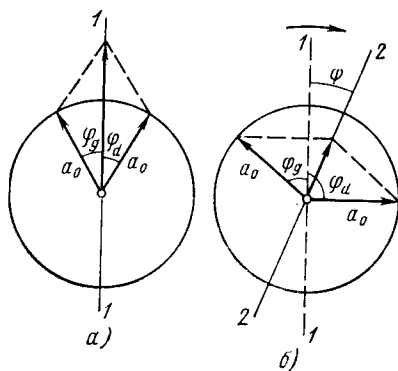


Рис. IV.13. Объяснение явления вращения плоскости поляризации

откуда

$$\psi = \frac{\varphi_d - \varphi_g}{2}.$$

Согласно (IV.10)

$$\delta = \varphi_d - \varphi_g = \frac{2\pi}{\lambda} (n_g - n_d) l = 2\psi,$$

где n_d и n_g — показатели преломления правого и левого циркулярно-поляризованных лучей; δ — разность фаз между циркулярно-поляризованными волнами противоположного направления вращения, откуда

$$\psi = \frac{\pi l}{\lambda} (n_g - n_d). \quad (\text{IV.16})$$

Экспериментально установлено, что угол поворота плоскости поляризации ψ в растворах естественно активных веществ при постоянной температуре и длине волны проходящего света пропорционален концентрации C и толщине слоя раствора d .

Таким образом,

$$\psi_p = [\alpha] C d,$$

где $[\alpha]$ — постоянная вращения, зависящая от природы вещества (но не от его агрегатного состояния), длины волны, температуры, а также от вида растворителя.

Зная величину $[\alpha]$ для исследуемого растворимого вещества и измеряя угол ψ для растворов данного вещества с неизвестной концентрацией, можно быстро и точно определить C .

Исторически сложилось, что эта отрасль поляриметрии раньше всего стала применяться в технологическом контроле на различных стадиях производства сахара, в связи с чем соответствующие модели приборов часто называют сахариметрами, хотя сейчас их широко используют в других областях науки и техники.

Угол ψ можно измерять методом двух установок «на темноту» (до внесения и в присутствии активного вещества), осуществляемым как поворотом анализатора, так и с помощью компенсационных устройств. В частности, для определения угла поворота плоскости поляризации используют компенсатор Солейля, который в этом случае представляет собой неподвижную пластинку правовращающего кварца и пластинку переменной толщины, образованную из двух клиньев левовращающего кварца. Зная размеры клиньев и неподвижной пластинки, а также величину смещения клина, можно вычислить угол ψ , скомпенсированный за счет смещения подвижного клина. В данном варианте компенсатора Солейля все кварцевые детали вырезаны перпендикулярно оптической оси и установлены так, что лучи проходят параллельно этой оси.

Данный метод, однако, довольно грубый и для точных измерений неприменим.

Значительно меньшую погрешность имеет метод установки на равное освещение двух половин поля. Для этой цели используют так называемые *полутеневые устройства*, представляющие собой анализатор с полем зрения, разделенным на две части, направления колебаний в которых составляют между собой небольшой угол 2β .

Начальную установку полутеневого устройства выполняют таким образом, чтобы обе половинки анализатора оказались одинаково освещенными. Это соответствует случаю, когда плоскость колебания падающего света $m-m$ перпендикулярна к биссектрисе $p-p$ угла 2β (рис. IV.14, а).

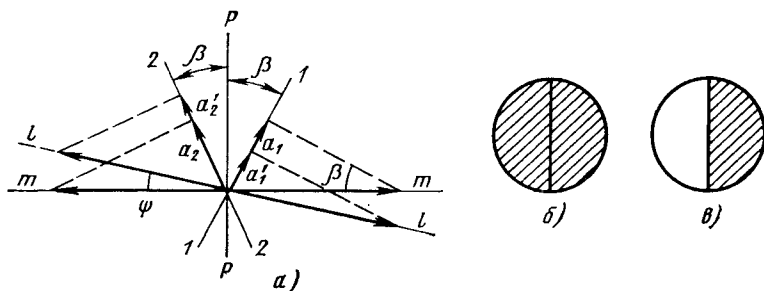


Рис. IV.14. Схема действия полутеневого устройства:
 a_1, a_2, a'_1, a'_2 — амплитуды колебаний в плоскости 1—1 и 2—2 до и после поворота плоскости поляризации

При этом интенсивность света I_1 и I_2 , пропускаемого соответствующими половинками анализатора с направлениями колебаний 1—1 и 2—2 (рис. IV.14, б)

$$I_1 = I_2 = I_0 \sin^2 \beta, \quad (\text{IV.17})$$

где I_0 — интенсивность падающего света.

Когда плоскость колебания занимает положение $l-l$ (при повороте плоскости поляризации на угол ψ), интенсивности света, проходящего через половинки поля зрения, составляют

$$\left. \begin{aligned} I'_1 &= I_0 \sin^2 (\beta + \psi); \\ I'_2 &= I_0 \sin^2 (\beta - \psi). \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.18})$$

При малом значении β даже небольшой поворот ψ приводит к заметному нарушению равенства освещенности обеих половинок поля (рис. IV.14, в).

В современных поляризационных приборах полутеневой метод дает возможность измерения с погрешностью, не превышающей $0,01^\circ$.

Существует ряд разновидностей полутеневых устройств.

Полутеневая призма Николя представляет собой модификацию обычной поляризационной призмы (рис. IV.15, а), разрезанной вдоль по главному сечению; у каждой из половин призм сошлифовывается клин с углом $\sim 2^\circ 30'$ (рис. IV.15, б), после чего эти

половины вновь склеиваются (рис. IV.15, в). В такой призме направления колебаний, пропускаемых левой и правой ее половинами, составляют угол $\sim 5^\circ$. Аналогично может быть изготовлен полутеневой поляроид. Для создания полутеневой картины используют также устройства, образующие поле зрения, разделенное на три части (кварцевая пластинка, размещаемая после поляроида).

Вращение плоскости поляризации можно создать искусственно даже у оптически неактивных тел, помещая их в сильное магнитное поле (эффект Фарадея).

При пропускании через вещество, помещенное между полюсами магнита, плоскополяризованного света в направлении, совпадающем с направлением магнитного поля, можно обнаружить вращение плоскости поляризации.

В этом случае

$$\psi = \rho^* l H, \quad (\text{IV.19})$$

где ρ^* — постоянная Верде, характерная для вещества и зависящая от λ и температуры; l — длина пути света в веществе; H — напряженность магнитного поля.

В отличие от естественного вращения плоскости поляризации, в данном случае направление вращения задается магнитным полем и не зависит от направления распространения света.

Значения постоянной Верде ряда веществ приведены в табл. IV.3.

Таблица IV.3

Постоянная Верде некоторых веществ

Вещество	λ , мкм	ρ^* , $\frac{\text{угл. мин}}{\text{см} \cdot \text{Э}}$
Вода	0,589	0,01312
Спирт метиловый	0,589	0,00944
Спирт этиловый	0,589	0,0112
Бензин	0,589	0,0296
Сероуглерод	0,589	0,0420
Кварц кристаллический (в направлении, перпендикулярном оси)	0,589	0,0801
Оптическое стекло (тяжелый флинт ТФ5)	0,589	0,010
Кварц плавленный	0,437	0,0283
	0,486	0,0223
	0,548	0,0172
	0,633	0,0130

Вещество	λ , мкм	ρ^* , $\frac{\text{угл. мин}}{\text{см} \cdot \text{Э}}$
Бескислородные стекла:		
ИКС 22	1,15	0,087
	3,39	0,005
ИКС 23	1,15	0,052
	3,39	0,006
ИКС 24	1,15	0,120
	3,39	0,005
ИКС 25	1,15	0,135
	3,39	0,010
ИКС 26	1,15	0,066
	3,39	0,006
ИКС 28	1,15	0,095
	3,39	0,015
ИКС 29	1,15	0,097
	3,39	0,011
ИКС 30	1,15	0,085
	3,39	0,014
ИКС 31	1,15	0,100
	3,39	0,009
ИКС 32	3,39	0,014

§ 7. ИСКУССТВЕННАЯ АНИЗОТРОПИЯ

Достаточно сильные внешние воздействия могут вызывать в изотропных телах ясно выраженное преимущественное направление, сопровождающееся перегруппировкой молекул вещества и образованием так называемой *искусственной анизотропии*.

Изучение искусственной анизотропии успешно проводится с помощью поляризационных приборов.

Чаще всего изучается анизотропия, возникающая при механических деформациях, вызываемых давлением, неравномерным нагреванием или охлаждением, при наложении извне электрических или магнитных полей.

В случае одностороннего сжатия или растяжения линия действия сжимающей (растягивающей) силы P^*

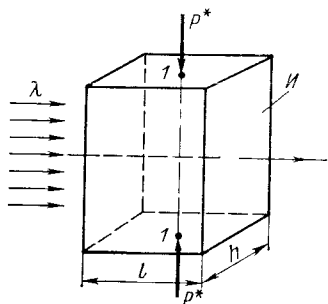


Рис. IV.16. Схема возникновения искусственной анизотропии

играет роль оптической оси (рис. IV.16). Оптические свойства деформированного таким образом тела II соответствуют свойствам одноосного кристалла с осью $1-1$, т. е. проходящий через это тело плоскополяризованный свет разлагается на два луча, поляризованных взаимно перпендикулярно и совершающих колебания в направлении действия силы (луч e) и перпендикулярно к ней (луч o).

Опыт показывает, что

$$n_o - n_e = k\sigma, \quad (\text{IV.20})$$

где k — коэффициент, определяемый свойствами деформируемого вещества; σ — нормальное напряжение ($\sigma = P^*/lh$).

Разность фаз, возникающая между лучами o и e при прохождении образца толщиной l , определится следующим образом:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) l = \frac{2\pi}{\lambda} k\sigma l = C_1 \sigma l, \quad (\text{IV.21})$$

где $C_1 = \frac{2\pi}{\lambda} k$.

Измерив $n_o - n_e$, можно найти разность фаз δ , а затем вычислить величину внутреннего напряжения из соотношения

$$\sigma = \lambda \frac{\delta}{2\pi k l}. \quad (\text{IV.22})$$

Измерение внутренних напряжений оптическим методом (методом фотоупругости) является высокочувствительным.

Этот метод широко используют для разбраковки стеклянных изделий, а также для исследования напряжений, деформаций и скоростей деформаций на моделях сооружений и машин, выполненных из оптически прозрачных материалов, изотропных по всему объему и обладающих заметным двойным лучепреломлением при небольших нагружениях (целлулоид, ксилолит, бакелит, вискомлит, желатин и др.).

В последние годы стали применять метод косвенного фотоупругого анализа. Образец покрывается отражающей краской, затем наносится двоякопреломляющая пленка. Освещая образец через поляризатор, исследуют отраженный свет с помощью анализатора. По распределению напряжений в пленке судят о напряжениях на поверхности образца.

В качестве оптически чувствительных покрытий используют целлулоидную пленку ($C_6H_{11}N_3O_{11}$), модификацию органического стекла с увеличенным содержанием дибутилфталата (типа ОНС), кристаллическое хлористое серебро и др.

Разность $n_o - n_e$ может быть и положительной и отрицательной в зависимости от материала. Величины n_o и n_e зависят от λ , поэтому при наблюдении в белом свете анизотропное тело представляется пестро окрашенным. В монохроматическом свете изменяется освещенность поля.

Для повышения чувствительности при работе в белом свете в оптическую схему вводятся вспомогательные плоскопараллельные кристаллические пластинки, создающие такую разность хода, при которой наблюдается цвет, заметно меняющийся при самых малых изменениях разности хода. Такие пластинки называют *чувствительными*.

Характер интерференционной картины зависит от ориентации кристалла относительно падающего на него плоскополяризованного пучка лучей.

Поляризационные приборы, применяемые для исследований методом фотоупругости, разделяют на *полярископы* и *поляриметры*, предназначенные соответственно для качественного и количественного изучения интерференционной картины.

Искусственная анизотропия и сопровождающее ее двойное лучепреломление могут возникнуть у оптически неактивных тел, становящихся под действием электрического (эффект Керра) или магнитного (явление Коттон—Мутона) внешнего поля анизотропными и приобретающих оптические свойства, подобные свойствам одноосных кристаллов.

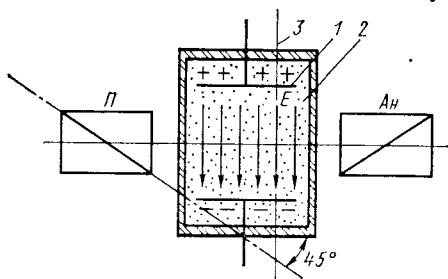


Рис. IV.17. Схема установки Керра

неактивное вещество 2 (чаще всего жидкость) уподобляется одноосному кристаллу с оптической осью 3 вдоль направления вектора электрической напряженности E . Такого рода устройство носит наименование *ячейки Керра*.

Разность хода, возникающая между лучами o и e , перпендикулярными к направлению электрического поля, для определенной длины волны λ на пути l согласно опытным данным пропорциональна квадрату напряженности электрического поля, т. е.

$$\Delta = (n_e - n_o) l = k l E^2, \quad (IV.23)$$

где k — константа, зависящая от вещества, помещенного в электрическом поле, и от температуры.

Отсюда

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 2\pi B l \left(\frac{U}{d} \right)^2, \quad (IV.24)$$

где $B = k/\lambda$ — постоянная Керра (значения B ряда веществ приведены в табл. IV.4); U — разность потенциалов между пластинками конденсатора; d — расстояние между пластинками конденсатора.

Для большинства жидкостей $n_e > n_o$ и $B > 0$.

Интенсивность выходящего из анализатора пучка лучей в случае скрещенных николей и $\alpha = 45^\circ$

$$I_p = I \sin^2 \frac{\delta}{2} = I \sin^2 \frac{\pi B l U^2}{d^2}. \quad (IV.25)$$

Таблица IV.4

Постоянная Керра некоторых материалов

Вещество	Условия измерения			B, м²/В²
	Давление, 10 ⁻⁵ Па	Темпера- тура, °C	λ, мкм	
Сероуглерод жидкий	1,01	20	0,546	3,89 · 10 ⁻¹⁴
Сероуглерод парообраз- ный	1,2	57		4,0 · 10 ⁻¹⁷
Хлорбензол	1,01	20		1,11 · 10 ⁻¹³
Бензол				5,56 · 10 ⁻¹⁵
Вода	1,2	57		5,55 · 10 ⁻¹⁴
Азот				4,44 · 10 ⁻¹⁸
Нитробензол жидкий	1,01	7	0,436	6,14 · 10 ⁻¹²
		36		4,29 · 10 ⁻¹²
		20	0,546	2,22 · 10 ⁻¹²
		36	0,577	3,17 · 10 ⁻¹²
Нитробензол парообраз- ный	1,2	57	0,546	3,0 · 10 ⁻¹⁶

При параллельном расположении поляризатора и анализатора

$$I_p = I \cos^2 \frac{\delta}{2} = I \cos^2 \frac{\pi B l U^2}{d^2}. \quad (\text{IV.26})$$

Если конденсатор запитывать напряжением высокой частоты, то, как следует из (IV.25) и (IV.26), ячейка Керри превращается в оптический затвор, частоту прерывания которого можно довести до 10^9 с^{-1} . Напряжение $U_{\text{кр}}$, соответствующее максимальной величине I_p , называется критическим. Оно определяется выражением

$$U_{\text{кр}} = d/\sqrt{B l}. \quad (\text{IV.27})$$

Ячейка Керра используется для модулирования излучения в оптических квантовых генераторах, в фототелеграфе, при записи на пленку в звуковом кино и др.

Если изменение показателя преломления среды, происходящее под действием статического электрического поля, линейно зависит от его напряженности, то данный электрооптический эффект (эффект Погкельса) находит применение как в поперечных (поле перпендикулярно направлению распространения света), так и в продольных (направление поля и распространения света совпадают) амплитудных модуляторах света, в частности в качестве оптического затвора в лазерах (ячейка Погкельса).

Создание искусственной анизотропии возможно и под действием сильного магнитного поля (явление Коттон—Мутонa), направленного перпендикулярно распространению света.

В этом случае

$$\Delta = (n_e - n_o) l = D/H^2; \quad (\text{IV.28})$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 2\pi C^* l H^2, \quad (\text{IV.29})$$

где D — константа, зависящая от свойств вещества; $C^* = D/\lambda$; H — напряженность магнитного поля.

Так как C^* — малая величина, то действие магнитного поля наблюдается лишь при больших значениях H .

Схема аппаратуры аналогична установке с ячейкой Керра.

§ 8. ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ АППАРАТУРА

ПРИБОРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВНУТРЕННИХ НАТЯЖЕНИЙ

Большая поляризационная установка (рис. IV.18) предназначена для исследования напряжений в прозрачных моделях деталей машин и сооружений.

Источник света 1 (кинопроекционная лампа К12 или ртутная лампа СВДШ-250) размещен в фокальной плоскости конденсора 2 (фокусное расстояние 180 мм). Параллельный пучок лучей после

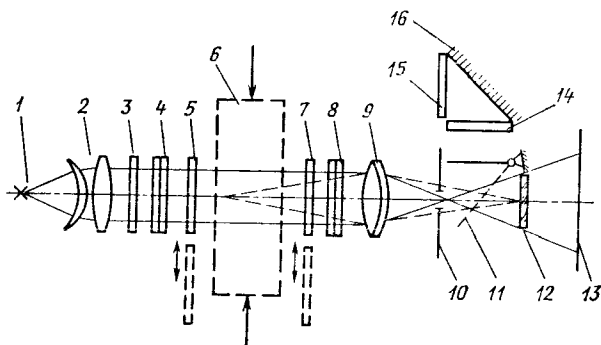


Рис. IV.18. Схема большой поляризационной установки

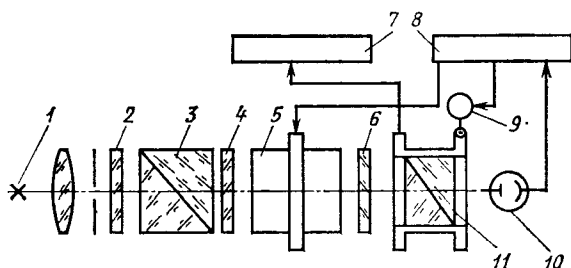
конденсора проходит через светофильтр 3, поляризатор 4 (поляроид, вклеенный между защитными стеклами), слюдяную пластинку 5 в $1/4$ волны и падает на исследуемый образец 6. После образца образовавшиеся в нем лучи o и e проходят вторую пластинку 7 в $1/4$ волны, анализатор 8 (аналогичный поляризатору 7) и падают на объектив 9 (фокусное расстояние 400 мм), который изображает источник света в плоскости апертурной диафрагмы 10 (ириновая диафрагма фотозатвора; раскрытие диафрагмы от 2 до 4 мм при ртутной лампе, раскрытие диафрагмы полное до 20 мм для кинопроекционной лампы). Одновременно объектив 9 проецирует изображение образца на матовое стекло 15 при помощи откидного зеркала 11 или на фотопластинку 12.

Интерференционную картину наблюдают через защитное стекло 14 и зеркало 16. Ее можно также проецировать с большим увеличением на экране 13.

Поляризатор, анализатор и пластинки в $\frac{1}{4}$ волны вращаются в пределах $0-90^\circ$; угол поворота отсчитывается по шкале с ценой деления 1° . Пластинки в $\frac{1}{4}$ волны можно выводить из оптической схемы.

Конструктивно прибор выполнен в виде отдельных узлов: осветитель, в котором смонтированы детали 1—5; нагрузочное устройство, включающее образец 6; фотокамера, содержащая затвор с диафрагмой 10 и оптические детали 7—9 и 11—16, рассчитанная на фотопластинки размером 13×18 см.

Рис. IV.19. Схема фотоэлектрического модуляционного поляриметра



Значительное усовершенствование процесса поляризационных измерений и повышение точности достигается при использовании объективных методов измерения. В качестве примеров приборов такого типа рассмотрим схему фотоэлектрического поляриметра.

Фотоэлектрический модуляционный поляриметр (рис. IV.19) позволяет измерять в исследуемом объекте разность фаз лучей o и e , меняющуюся во времени.

Лучистый поток от ртутной лампы 1 сверхвысокого давления проходит через интерференционный светофильтр 2 (с максимумом пропускания при $\lambda = 0,436$ мкм и $\lambda = 0,546$ мкм), поляризатор 3 и исследуемый объект 4, ориентированный так, что направления колебаний в лучах o и e составляют углы $\pi/4$ с направлением колебаний в луче, вышедшем из поляризатора. Выходящий из объекта 4 эллиптически-поляризованный свет попадает на пластину 5, изготовленную из кристалла ADP*, вырезанную так, что ее плоскости перпендикулярны оптической оси.

Введение пластины 5 позволяет модулировать проходящий через нее лучистый поток, так как на кристалле ADP очень удобно реализовать эффект Поккельса. При приложении к пластине 5 переменного электрического напряжения в направлении, параллельном оси лучистого потока и оптической оси кристалла, последний становится двухосным. Новые оптические оси образуют

* Кристалл ADP — искусственный одноосный кристалл дигидрофосфата аммония ($NH_4H_2PO_4$). Принцип действия кристалла подробно излагается в соответствующих дисциплинах и здесь оговаривается лишь вкратце.

симметричные углы $\pi/4$ с прежним направлением оси. Следовательно, после приложения напряжения к пластине 5 проходящий через нее свет претерпевает двойное лучепреломление. Возникающая при этом разность фаз пропорциональна напряжению электрического поля и не зависит от толщины пластины 5. В связи с возникающей переменной разностью фаз эллиптически-поляризованный свет периодически меняет форму эллипса. Следовательно, на выходе компенсатора 6 (в схеме используется компенсатор Сенармона) плоскость линейно-поляризованного света колеблется относительно среднего положения. После анализа-

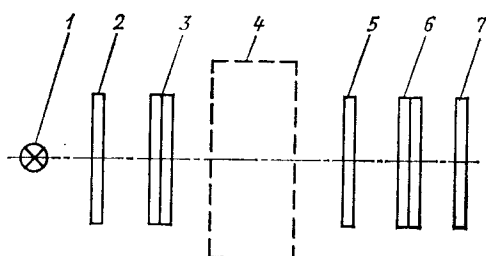


Рис. IV.20. Схема полярископа-поляриметра ПКС-56

тора 11 модулированный поток света попадает на фотоумножитель 10. Из фотоумножителя ток с основной частотой, соответствующей первой гармонике сигнала, поступает в усилитель 8 и приводит в действие сервомотор 9, поворачивающий анализатор 11 до тех пор, пока в сигнале имеется

первая гармоника. Остановка соответствует положению анализатора, при котором на фотоумножитель падает минимальный поток излучения.

Самописец 7 фиксирует углы поворота анализатора, причем измеряемая разность фаз равна удвоенному углу поворота анализатора.

Погрешность измерения составляет в среднем приблизительно $20'$.

Полярископ-поляриметр ПКС-56 (рис. IV.20) служит для измерения двойного лучепреломления в стекле. Он состоит из источника света 1 (лампа накаливания), матового стекла 2, поляризатора 3 (поляроид, вклеенный между стеклами), пластинки 5 в $1/4$ волны, анализатора 6 (аналогичного поляризатору 3) и светофильтра 7 (на длину волны $0,54$ мкм).

Порядок измерения на приборе следующий: скрещивают поляризатор и анализатор (отсчет по лимбу анализатора 0° , поле зрения темное); устанавливают образец 4 (если он обладает двойным лучепреломлением, то в поле зрения наблюдается просветление); поворачивают анализатор до максимального потемнения в середине образца; по лимбу отсчитывают угол поворота $\Delta\beta$ анализатора.

Зная $\Delta\beta$, можно определить $n_o - n_e$ из соотношения

$$n_o - n_e = \frac{\Delta\beta l}{\pi l},$$

где l — толщина образца в направлении просмотра.

При $l = 10$ мм погрешность измерения $n_o - n_e$ составляет $\pm 3 \cdot 10^{-7}$. С увеличением l погрешность уменьшается.

Переносный малогабаритный поляриметр ИГ-86 (рис. IV.21) предназначен для визуального исследования напряженного состояния изделий с помощью оптически чувствительных покрытий. Он позволяет наблюдать интерференционную картину в условиях плоской и круговой поляризации и измерять оптическую разность хода как методом сопоставления цветов¹, так и компенсационным методом.

Источник света 1 (лампа СЦ-61) размещен в фокусе объектива 3. Защитные стекла 2, 7 и 12 предохраняют прибор от попадания

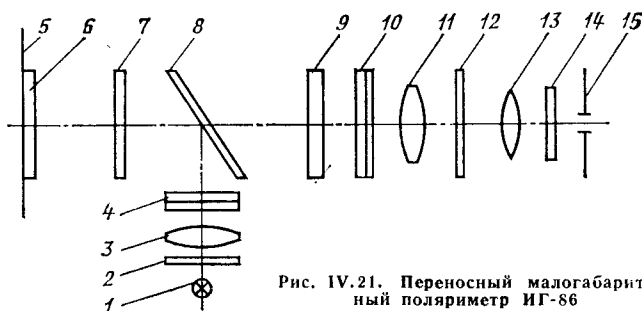


Рис. IV.21. Переносный малогабаритный поляриметр ИГ-86

в него загрязнений. Параллельный пучок лучей проходит поляризационный светофильтр (поляризатор 4), полупрозрачное зеркало 8 и, отразившись от светоделительного слоя, падает на оптически чувствительное покрытие 6, нанесенное на исследуемый объект 5. После отражения от покрытия свет попадает в анализаторный узел прибора, проходит компенсатор 9, анализатор 10 (аналогичный поляризатору 4) и попадает в зрительную трубу (сменное увеличение 2 и $10\times$) со шкалой в совмещенной фокальной плоскости объектива 11 и окуляра 13. Перед глазной линзой окуляра и выходным зрачком 15 устанавливается светофильтр 14. Такое построение оптической схемы получило наименование Т-образной схемы.

Предел измерения оптической разности хода — от 0 до 5 интерференционных порядков. Погрешность измерения — 0,05 интерференционных порядков.

Габаритные размеры прибора $400 \times 400 \times 800$ мм; масса около 2 кг.

Т-образные установки МИСИ предназначаются, как и ИГ-86, для изучения деформаций методом оптически чувствительных покрытий.

¹ На методе определения разности хода по интерференционным цветам основан полярископ ПКС-250. Фазовая («чувствительная») пластинка вносит разность хода ~ 570 нм, окрашивая поле полярископа в пурпурный цвет. Предел измерения разности хода — до 3000 нм. Погрешность 20—40 нм.

В полярископах Т-образного вида (рис. IV.22) свет от источника 1 проходит поляризатор 2, отражается от полупрозрачного зеркала 3, проходит оптически чувствительное покрытие 4 и, отразившись от поверхности образца 5, входит в анализаторную часть установки. Она содержит анализатор 8, сменные компенсатор 6 или пластинку 7 в $\frac{1}{4}$ волны и экран полярископа 9.

Если измерение проводится в точке по методу компенсации, то перед анализатором устанавливают компенсатор. При фиксации изохроматической картины по полю перед анализатором устанавливают пластинку в $\frac{1}{4}$ волны.

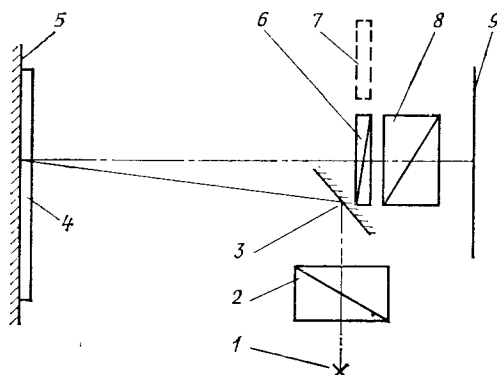


Рис. IV.22. Схема Т-образного полярископа

В соответствии со схемой, представленной на рис. IV.22, разработана Т-образная установка (рис. IV.23), получившая наименование отражательного полярископа.

Источник света 1 (лампа ДРШ-250) с помощью конденсора 2 проецируется на диафрагму 4 (диаметр отверстия 2 мм), помещенную в фокусе объектива 8. Для снижения влияния инфракрасной радиации

источника в схему введен теплофильтр 3. Расходящийся плоскополяризованный световой поток после диафрагмы 4 проходит поляризатор 5, пластинку 6 в $\frac{1}{4}$ волны, светофильтр 7 и попадает на объектив 8 (фокусное расстояние 300 мм). После объектива свет параллельным пучком проходит две полупрозрачные пластины 9 и 10, оптически чувствительное покрытие 11 и попадает на образец 12. После отражения в обратном ходе свет попадает в анализаторную часть установки, где объективом 13 фокусируется на диафрагму 16. Поляризационная картина после дополнительного светофильтра 14 и анализатора 15 рассматривается на экране полярископа 17.

К установкам данного типа относятся также отражательный полярископ ОП-2, переносный малогабаритный полярископ ОП-3 и др.

V-образные полярископы используются для тех же целей, что и Т-образные. В полярископах V-образного вида (рис. IV.24) естественный монохроматический свет от источника 1 проходит поляризатор 2, становясь при этом плоскополяризованным. Проходя пластинку 3 в $\frac{1}{4}$ волны и оптически чувствительное покрытие 4, свет отражается от объекта исследования 5 (от пластически деформируемого образца), проходит вторую пластинку 6 в $\frac{1}{4}$ волны, анализатор 7 и образует изохроматическую картину на экране полярископа 8.

Для получения картины хорошего качества варьируется толщина покрытия 4 (в пределах 0,5—1,5 мм) и угол α между оптическими осями поляризаторной и анализаторной части (в пределах 6° — 15°).

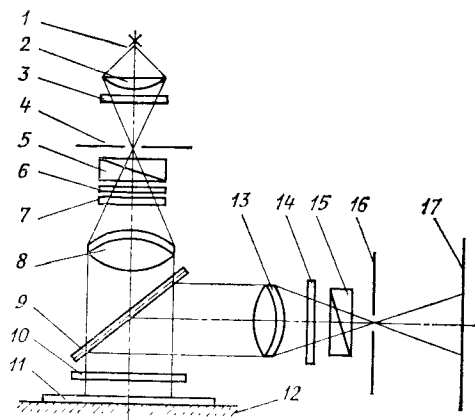


Рис. IV.23. Отражательный полярископ МИСИ по Т-образной схеме

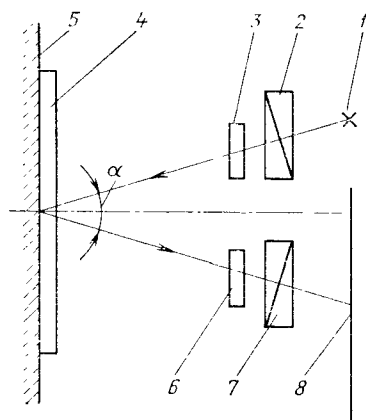


Рис. IV.24. Схема V-образного полярископа

Освещение объекта может осуществляться как параллельным, так и расходящимся пучком поляризованного света.

ПРИБОРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛА ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Круговой поляриметр СМ (рис. IV.25) предназначен для определения угла поворота плоскости поляризации в жидких оптически активных веществах.

Осветитель 1 (лампа накаливания или натриевая лампа ДНаО140) устанавливается в фокальной плоскости оптической системы 3. В конструкции узла осветителя предусмотрены подвижки для установки нити накала лампы на оптической оси. При работе с лампой накаливания перед оптической системой 3 вводится желтый светофильтр 2. Параллельный монохроматический пучок лучей, выходящий из системы 3, проходит через поляризатор 4 (поляроид, заклеенный между двумя стеклами), кварцевую пластинку 5, создающую совместно с поляроидом полутеневую картину с тройным полем зрения, и кварцевую кювету 6 с исследуемым раствором. Обычно

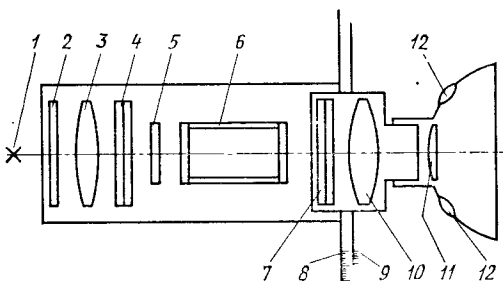


Рис. IV.25. Схема кругового поляриметра СМ

длина кюветы выбирается такой, чтобы концентрации 10^{-3} кг/см³ соответствовал угол поворота плоскости поляризации $\psi = 1^\circ$.

После кюветы расположены анализатор 7, аналогичный поляризатору 4, и телескопическая система, состоящая из объектива 10 и окуляра 11, через который ведется наблюдение при уравнивании освещенностей частей поля зрения.

Отсчет осуществляется по градусной шкале 8 неподвижного лимба (с цифровкой от 0 до 360°) с помощью двух диаметрально противоположных нониусов 9 (шкалы нониусов имеют по 20 делений; цена одного деления 0,05°). Из показаний двух нониусов

берут среднее значение (для учета эксцентриситета лимба). Отсчет снимается при наблюдении лимба и нониуса через лупы 12.

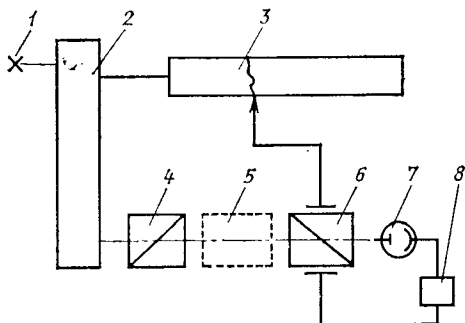


Рис. IV.26. Схема автоматического спектрополяриметра

Автоматический спектрополяриметр (рис. IV.26) предназначен для измерения угла поворота плоскости поляризации в диапазоне длин волн 0,24—0,60 мкм.

Источник света 1 сменный — лампа накаливания при работе в видимой части спектра и ртутная лампа сверхвысокого давления для измерения в ультрафиолетовой области. Излучение от лампы 1 проходит через двойной монохроматор 2 (с зеркальной оптикой и кварцевыми призмами), попадает на электромеханический поляризатор — модулятор 4, проходит исследуемый образец 5, анализатор 6 и попадает на фотоумножитель 7.

В зависимости от угла между направлениями колебаний, пропускаемых поляризатором и анализатором, меняется частота переменной составляющей потока, попадающего на фотоумножитель.

Сигнал, преобразованный в электрический и усиленный в усилителе 8, питает управляющую обмотку реверсного двигателя, который через редуктор вращает анализатор 6 до тех пор, пока из сигнала не исчезнет первая гармоника. Вращение анализатора регистрируется на самописце 3, связанном передающим устройством со шкалой длин волн монохроматора.

С помощью описанного прибора измеряется вращательная дисперсия образцов с поглощением до 80%. Предел измеряемых углов вращения $\pm 2^\circ$.

Установка для визуальных измерений показателей преломления и поглощения металлов (рис. IV.27) основана на превращении линейно-поляризованного света, падающего на зеркально поли-

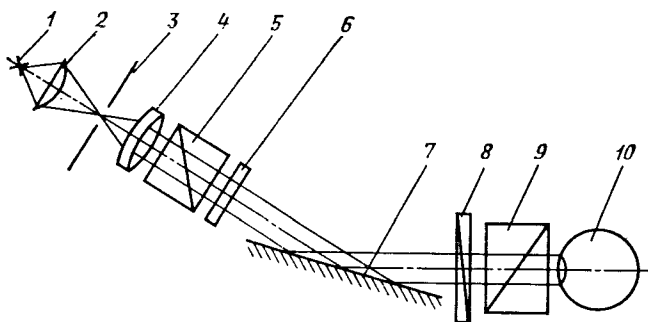


Рис. IV.27. Схема установки для визуальных измерений оптических констант металлов

рованную поверхность исследуемого металла, в эллиптически поляризованный и на исследовании его характеристик.

На рисунке обозначены: 1 — источник света; 2 — конденсор; 3 — диафрагма; 4 — объектив; 5 — поляризатор; 6 — свето-фильтр; 7 — исследуемое металлическое зеркало; 8 — компенсатор; 9 — анализатор; 10 — наблюдатель.

Поляризационный гониометр-эллипсометр (рис. IV.28) служит для измерения показателя преломления и толщины (до 500 нм) прозрачных пленок на поверхности твердого тела (или жидкости).

Щель 1 в фокальной плоскости объектива 2 освещается лампой ПРК-5 с фильтром 0,5461 мкм. Из объектива 2 параллельный пучок лучей проходит поляризатор 3, становясь линейно-поляризованным. После отражения от образца 4 (стекло с пленкой) свет становится эллиптически-поляризованным. Пластина 5 в $1/4$ волны превращает его в линейно-поляризованный свет, который гасится при повороте анализатора 6. Для центровки системы и устранения параллакса служит автоколлимационная зрительная труба 7.

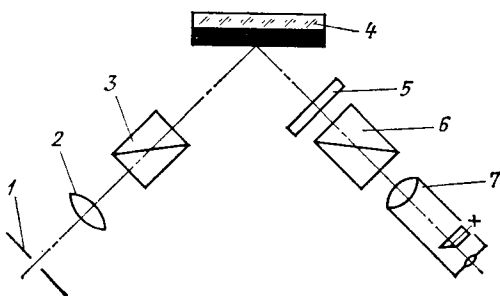


Рис. IV.28. Схема поляризационного гониометра (эллипсометра)

Угол поворота анализатора определяет разность фаз лучей o и e при прохождении толщи пленки.

Исследование слабо поглощающих пленок основано на законе Брюстера. На поверхность образца направляется монохроматический пучок параллельных лучей, линейно-поляризованных перпендикулярно плоскости падения. При угле падения i_B коэффициенты отражения от поверхности с пленкой и без пленки равны. В этом случае $n = \operatorname{tg} i_B$.

Установка ГОИ со светящейся точкой (рис. IV.29) предназначена для исследования радиальной неоднородности и скачкообразного изменения показателей преломления кристаллов.

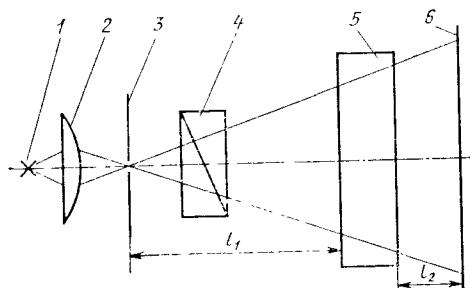


Рис. IV.29. Схема установки ГОИ со светящейся точкой

Кварцевый конденсор 2 проецирует изображение дуги лампы 1 (ДРШ-250) на отверстие диафрагмы 3 (диафрагмы сменные). В выходящий из диафрагмы расходящийся пучок лучей после поляризатора 4 вводится исследуемый образец 5. Его теневое изображение в поляризованном свете (система светлых и

темных полос) прсецируется в плоскость экрана 6.

Чувствительность установки определяется размером источника и расстояниями l_1 и l_2 .

Для обнаружения и визуального наблюдения неоднородности используется диафрагма диаметром 6 мм. Фотографирование осуществляется при диаметре диафрагмы 0,2—0,5 мм.

В случае редких и слабо выраженных неоднородностей $l_1 = 5 \div 7$ м, $l_2 = 2 \div 3$ м. При изучении мелких и частых неоднородностей $l_1 = 1 \div 2$ м, $l_2 = 0,2 \div 0,5$ м. Четкость картины на экране меняется при поворотах и наклонах образца.

Если исследуемые образцы шлифованы или имеют естественные грани, то их помещают в кювету с иммерсионной жидкостью. При этом показатели преломления жидкости и образца не должны различаться более чем на $3 \cdot 10^{-4}$.

Теневая картина на экране изучается в обыкновенном и необыкновенном пучках лучей. Переход от одной картины к другой происходит при изменении направления плоскости поляризации поляризатора, устанавливаемого поочередно параллельно направлению колебаний лучей o и e , проходящих через образец.

Инфракрасный поляриметр ИГ-109 (рис. IV.30) предназначен для исследования магнитооптических свойств материалов, прозрачных в инфракрасной части спектра.

Источник излучения 1 (лазер ЛГ-126; рабочие длины волн 0,63; 1,15 и 3,39 мкм) посылает пучок лучей на поляризатор 2 (призма Глана из BaF_2), обеспечивающий линейную поляризацию света. Позади поляризатора установлен модулятор Фарадея 3 со сменным сердечником, запитываемый от генератора 16 (с частотой 500 Гц). При работе на длине волны 0,63 мкм используют сердечник из магнитооптического стекла МОС-1; для длин волн 1,15 и 3,39 мкм применяют иттриево-ферритовый гранат.

В ряде поляризационных приборов с модуляцией, основанной на эффекте Фарадея, используют сердечники из флинта ТФ-5

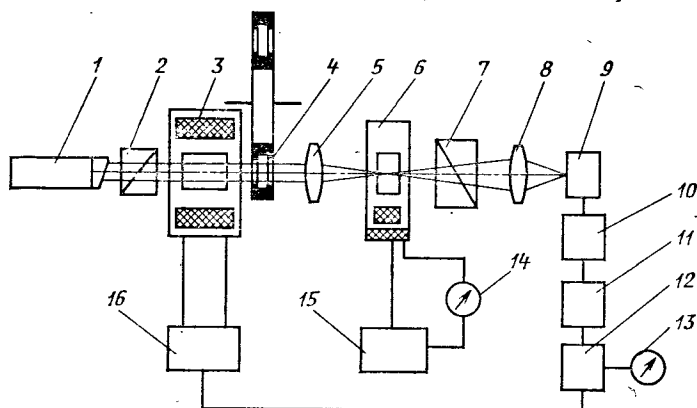


Рис. IV.30. Инфракрасный поляриметр ИГ-109

(например, в автоматическом поляриметре СА-2) или из плавленного кварца (в автоматическом сахариметре СА-3).

Узел 4 представляет собой набор вводимых в схему поляриметра оптически активных кварцевых пластин, предназначенных для задания рассогласования положения плоскостей поляризации поляризатора и анализатора дискретно в пределах $3-10'$. Конструктивно каждая пластина выполнена в виде совокупности двух пластин из лево- и правовращающего кристаллического кварца толщиной 1 мм при разности их толщин 5—10 мкм (вместо оптически активных кварцевых пластин может быть установлена кварцевая пластинка в $1/4$ волны толщиной 297 мкм).

Линза 5 из BaF_2 фокусирует излучение на компенсирующем устройстве 6, представляющем собой ячейку Фарадея (магнит-компенсатор), питаемую через стабилизатор 15. Вращение плоскости поляризации оценивается по величине тока, пропускаемого через соленоид компенсатора для компенсации этого вращения.

Расходящийся пучок лучей после магнит-компенсатора проходит через анализатор 7, аналогичный поляризатору 2, и фокусируется линзой 8 на приемник излучения 9 (фотосопротивление PbS или GeAu). Сигнал на нагрузочном сопротивлении в цепи фотоприемника усиливается предусилителем 10 и усилителем 11

(резонансная частота 500 Гц, ширина полосы 30 Гц). Считывание осуществляется по миллиамперметрам 13 и 14. В схему введен детектор 12.

В исходном положении поляризатор и анализатор скрещены. Для предварительного введения угла рассогласования используются дополнительные кварцевые пластинки. Если модуляция света ячейкой Фарадея, имеющей переменное поле, проводится с некоторой определенной частотой, то до введения в схему исследуемого вещества на фотоприемник попадает свет, модулированный по интенсивности с удвоенной частотой.

Внесение в схему оптически активного вещества нарушает скрещенное положение поляризатора и анализатора, поворачивая плоскость поляризации. Поступающий в этом случае на фотоприемник сигнал имеет постоянную составляющую и переменные составляющие на основной и на удвоенной частоте. Всю информацию о рассогласовании системы содержит составляющая сигнала основной частоты. Остальные составляющие являются источниками помех.

Полезный сигнал выделяется, усиливается и служит мерой вращения плоскости поляризации. Компенсация этого сигнала осуществляется магнит-компенсатором.

ПРИБОРЫ ДЛЯ ПРОВЕРКИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ДЕТАЛЕЙ И УЗЛОВ

Установка для проверки пластинок в $1/4$ волны (рис. IV.31) служит для контроля разности хода в пластинках в процессе их изготовления.

Источник света 1 (He—Ne — лазер ЛГ-126 с перестраиваемой длиной волны) позволяет контролировать разность хода для

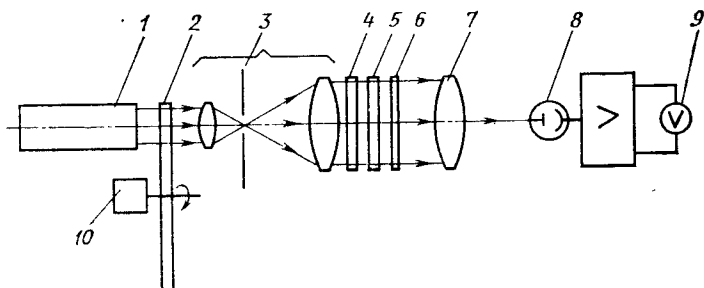


Рис. IV.31. Установка для проверки пластинок в четверть волны

$\lambda = 0,63; 1,15$ и $3,39$ мкм без замены излучателя. Линейно-поляризованный свет от источника проходит через обтюратор 2, установленный перед выходным окном лазера, и модулируется с частотой 300 Гц. Стабильность частоты модуляции обеспечивается гистерезисным двигателем 10 типа Г-33.

Для создания равномерно освещенного поля большого размера служит телескопическая система 3, представляющая собой зрительную трубу с характеристиками $\Gamma = 20\times$, $f'_{\text{об}} = 430$ мм.

Для повышения степени поляризации в ход лучей после зрительной трубы вводят поляризатор 4 (поляроид H -типа из иодиноплювинилловой пленки). Исследуемую пластинку 5 устанавливают между поляризатором и анализатором 6, выполненным аналогично поляризатору. Положительная линза 7 ($f' = 250$ мм) служит для фокусировки светового потока на фотоприемник 8 — вакуумный фотоэлемент Ф5 (область спектральной чувствительности от 0,5 до 1,2 мкм; световая характеристика линейна до плотностей около $2\text{--}5$ мкА/см²). Переменная составляющая напряжения на нагрузочном сопротивлении фотоприемника измеряется микровольтметром 9 типа В6-2 (динамический диапазон от 1 мкВ до 3 В).

Абсолютные величины вносимых проверяемой пластинкой 5 разностей фаз и хода вычисляются по увеличению интенсивности света после анализатора, предварительно установленного на темноту, и по измеренным углам поворота анализатора.

Знак отступления толщины от номинала определяется измерением разностей фаз и хода, вносимых пластинкой 5 при ее нагреве, с учетом характера температурного изменения показателя преломления материала пластинки.

Средняя квадратичная погрешность измерения разности фаз с помощью описанной установки составляет около $60'$.

ПРИБОРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛОВОГО ПОЛОЖЕНИЯ ОТРАЖАТЕЛЕЙ

Поляризационный однокоординатный автоколлиматор (рис. IV.32) предназначен для точной установки в заданное положение отражающих поверхностей и для определения малых их наклонов и поворотов.

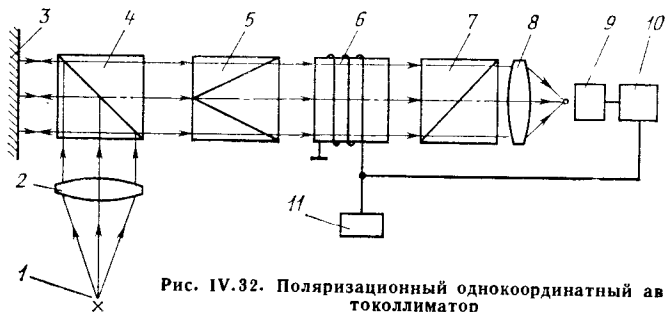


Рис. IV.32. Поляризационный однокоординатный автоколлиматор

Источник света 1 (лампа КИМ12-100), питаемый от нестабилизированного выпрямителя, включаемого в промышленную сеть, установлен в фокусе объектива 2, выполненного из CaF_2 (фокусное расстояние 100 мм, относительное отверстие 1 : 2). Параллельный пучок лучей после объектива попадает на светоделительную

куб-призму 4, также изготовленную из CaF_2 , и отражается в направлении проверяемой отражающей поверхности 3. Отраженные от поверхности 3 лучи вновь проходят куб-призму 4 и поляризатор 5. Последний представляет собой призму Глана—Томпсона, выполненную так, что направления колебаний в пучках, пропущенных ее половинками, составляют угол 10° . Эти пучки модулируются в магнитооптическом модуляторе 6. Сердечник модулятора изготовлен из иттрий-ферритового граната ($\text{YFe}_5\text{O}_{12}$); его входной диаметр 5 мм, толщина в направлении оси системы 4 мм. Модулятор питается от генератора 11 типа ГЗ-35. Насыщение модулятора (для обмотки из 100 витков провода ПЭВ-0,15, намотанной на магнитопровод модулятора) наступает при токе 120 мА, при этом поворот плоскости поляризации составляет 40° . При модуляции компоненты светового потока, образованные поляризатором, периодически отклоняются с частотой переменного сигнала, поступающего от источника переменного гармоничного тока (генератор 11), и, проходя анализатор 7, модулируются по интенсивности в противофазе.

При определенной предварительной устансвке анализатора суммарный поток на выходе анализатора не содержит переменной составляющей. Так как поляризатор 5 разделил падающий на него световой поток на равные части, то отсутствие переменной составляющей соответствует случаю, когда зеркало 3 перпендикулярно падающему пучку лучей.

Если поляризатор 5 делит световой поток на неравные части, то на нагрузке фотоприемника 9 (фоторезистор ФТГ-4), на который излучение фокусируется объективом 8, аналогичным объективу 2, появляется сигнал рассогласования, амплитуда которого пропорциональна углу поворота зеркала 3. Фаза этого сигнала определяет знак (направление) поворота.

На выходе фотоприемника 9 включен узел 10 (селективный усилитель У2-6 и синхронный детектор типа КЗ-2). Генератор 11 является одновременно источником опорного сигнала для узла 10.

Прибор позволяет устанавливать зеркало 3 на расстоянии 1 м от куб-призмы 4 с погрешностью, не превышающей $1''$.

Фотометрические приборы

§ 1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И СВЕТОТЕХНИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

Фотометрией называют раздел физической оптики, охватывающий теорию и приемы исследования интенсивности лучистых потоков.

Приборы, служащие для измерения лучистой мощности, носят название *фотометров*.

Лучистая энергия — это энергия совокупности распространяющихся в пространстве электромагнитных волн. В современной физике лучистую энергию рассматривают как поток материальных частиц, обладающих одновременно волновыми и квантовыми свойствами. Волновые свойства обусловлены тем, что лучистая энергия представляет собой электромагнитные волны. Квантовые свойства характеризуются изменением лучистой энергии определенными порциями — квантами.

Светом называется тот вид электромагнитного излучения, который вызывает зрительное ощущение.

Электромагнитная теория света установила единство физической природы всех видов излучений — единый электромагнитный спектр. Этот спектр с длинами волн от $1 \cdot 10^{-11}$ до $3 \cdot 10^{10}$ см условно разбили на отдельные области от гамма-лучей до низкочастотных колебаний (источниками последних являются промышленные генераторы переменного тока).

Видимые лучи занимают в электромагнитном спектре самый узкий участок (от 380 до 780 нм).

Излучения так называемой *оптической области* спектра простираются от ультрафиолетовой области радиации ($\sim 1,0$ нм) до инфракрасных излучений с длиной волны до 1 мм.

Всякое сложное излучение представляет собой совокупность монохроматических излучений. Монохроматическое излучение характеризуется длиной волны λ или частотой ν и волновым числом.

Длина волны и частота колебаний связаны между собой соотношением

$$\nu = \frac{c}{\lambda_0}, \quad (V.1)$$

где c — фазовая скорость распространения излучения в вакууме, которая постоянна для монохроматических излучений всех частот; λ_0 — длина волны излучения в вакууме.

В любой другой среде длина волны λ зависит от показателя преломления среды n :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (\text{V.2})$$

Показатель преломления n есть отношение фазовых скоростей распространения излучения в вакууме и в данной среде:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (\text{V.3})$$

При прохождении излучения сквозь разные среды длина волны λ будет изменяться соответственно показателям преломления, но частота колебаний ν при этом окажется неизменной.

Лучистую энергию, переносимую в единицу времени, называют *лучистым потоком*. Следовательно, лучистый поток есть мощность переноса лучистой энергии.

Лучистый поток характеризуется спектральным составом, а лучистая энергия и связанные с ней величины — энергетическими и светотехническими единицами в зависимости от спектрального состава излучения и от особенностей приемника излучения.

Если приемник одинаково реагирует на лучистую энергию в широком участке спектра, то пользуются энергетическими величинами. Такой приемник называется *населективным*.

Если реакция приемника зависит от спектрального состава лучистой энергии, то его называют *селективным*, и в этом случае выбор единиц измерения зависит от рабочего участка спектра.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

Исторически сложилось так, что основные понятия при измерении лучистой энергии были выработаны применительно к видимым излучениям. Изучение этих понятий и представляет предмет фотометрии. Основные фотометрические величины — световой поток, сила света, освещенность, светимость и яркость.

При измерении лучистой энергии на всем диапазоне электромагнитного спектра пользуются теми же понятиями, прибавляя к соответствующим терминам прилагательное «энергетический».

Лучистый поток. Согласно данному выше определению лучистый поток есть мощность лучистой энергии.

Если за интервал времени dt излучается лучистая энергия dQ , то лучистый поток

$$P = \frac{dQ}{dt}. \quad (\text{V.4})$$

При равномерном излучении лучистой энергии

$$P = \frac{Q}{t}.$$

Единицей измерения лучистого потока является ватт (Вт).

Энергетическая сила света. Энергетическая сила света I_e представляет собой поток излучения источника, приходящийся на единицу телесного угла, в пределах которого излучение распространяется, т. е.

$$I_e = \frac{dP}{d\omega}. \quad (V.5)$$

Можно сказать, что энергетическая сила света есть угловая плотность лучистого потока.

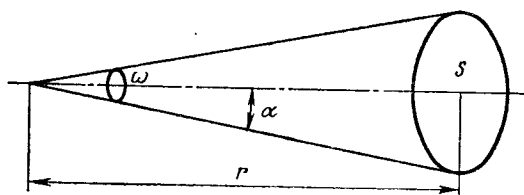


Рис. V.1. Телесный угол

Если лучистый поток равномерно распределен внутри телесного угла ω (рис. V.1), то

$$I_e = \frac{P}{\omega} = \frac{Pr^2}{S}, \quad (V.6)$$

где S — площадь, ограниченная телесным углом и нормальная к направлению распространения потока; r — расстояние от источника света до площади S .

Из рис. V.1 следует, что

$$\omega = \frac{S}{r^2}; \quad (V.7)$$

если $S = r^2$, то $\omega = 1$ ср.

Телесный угол ω связан с плоским углом α соотношением

$$\omega = 2\pi(1 - \cos \alpha). \quad (V.8)$$

Если площадка S наклонена на угол β к направлению распространения потока, то

$$\omega = \frac{S \cos \beta}{r^2}. \quad (V.9)$$

Энергетическая сила света измеряется в Вт/ср.

Энергетическая светимость. *Энергетической светимостью* M_e называют поверхностную плотность потока излучения, испускаемого с данной поверхности S_1 :

$$M_e = \frac{dP}{dS_1}, \quad (V.10)$$

где dP — лучистый поток, излучаемый элементом поверхности.

Для поверхностей конечных размеров средняя плотность излучения характеризуется отношением

$$M_e = \frac{P}{S_1}.$$

Единицей измерения энергетической светимости является Вт/м².

Энергетическая освещенность. *Энергетической освещенностью* называют поверхностную плотность потока излучения, падающего на данную поверхность S_2 :

$$E_e = \frac{dP}{dS_2}, \quad (V.11)$$

где dP — лучистый поток, падающий на элемент поверхности.

Если поверхность освещается точечным источником света, то формула (V.11) примет вид

$$E_e = I_e \frac{d\omega}{dS_2}. \quad (V.12)$$

Если при этом точечный источник с энергетической силой света I_e освещает элемент поверхности dS_2 , который наклонен к направлению распространения света на угол β , то

$$E_e = \frac{I_e}{r^2} \cos \beta, \quad (V.13)$$

так как

$$d\omega = \frac{dS_2}{r^2} \cos \beta.$$

Формула (V.13) выражает закон квадратов расстояний, согласно которому освещенность прямо пропорциональна силе света и обратно пропорциональна квадрату расстояния между источником и облучаемой поверхностью.

Эта же формула выражает закон косинусов, согласно которому освещенность изменяется пропорционально косинусу угла между перпендикуляром к поверхности и падающим лучом.

Энергетическая освещенность измеряется в Вт/м²; это — освещенность поверхности, которая получает одинаково распределенный по ней лучистый поток в 1 Вт на площади в 1 м².

Коэффициент отражения ρ определяется отношением

$$\rho = \frac{P_{\text{отр}}}{P_{\text{пад}}}, \quad (\text{V.14})$$

где $P_{\text{пад}}$ — лучистый поток, падающий на поверхность; $P_{\text{отр}}$ — поток, отраженный от поверхности. Разделив числитель и знаменатель выражения (V.14) на площадь S , получим

$$\rho = \frac{\frac{P_{\text{отр}}}{S}}{\frac{P_{\text{пад}}}{S}} = \frac{M_e}{E_e}; \quad M_e = \rho E_e. \quad (\text{V.15})$$

Аналогично, если через τ обозначить коэффициент пропускания, то прозрачная среда будет иметь энергетическую светимость

$$M_e = \tau E_e. \quad (\text{V.16})$$

Энергетическая яркость. *Энергетической яркостью* называют отношение энергетической силы света элемента излучающей поверхности (или элемента излучающего объема, выделенного диафрагмой и направлением наблюдения) к площади проекции этого элемента (или диафрагмы) на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения.

Иначе говоря, энергетическая яркость — это излучение лучистой энергии единицей поверхности в определенном направлении.

Энергетическая яркость указывает на характер распределения потока, испускаемого излучающей поверхностью, по разным направлениям.

Согласно определению энергетическая яркость

$$L_e = \frac{dI_\beta}{dS_1 \cos \beta}, \quad (\text{V.17})$$

где dI_β — сила излучения в данном направлении; β — угол между нормалью к поверхности и данным направлением; dS_1 — площадь элемента светящейся поверхности.

Если излучающая поверхность имеет конечные размеры, то

$$L_e = \frac{I_\beta}{S_1 \cos \beta}.$$

Если в формуле (V.17) заменить I_β согласно (V.5), то

$$L_e = \frac{d \left(\frac{dP}{d\omega} \right)}{dS_1 \cos \beta} = \frac{d^2 P}{dS_1 d\omega \cos \beta}, \quad (\text{V.18})$$

откуда

$$d^2 P = L_e \cos \beta dS_1 d\omega,$$

где $d^2 P$ — лучистый поток, излучаемый внутри телесного угла $d\omega$ в направлении, образующем угол β с нормалью к элементу поверхности dS_1 , имеющему яркость L_e .

Энергетическая яркость измеряется в Вт/ср·м².

Энергетическое количество освещения. *Энергетическим количеством освещения* (экспозицией) называют произведение энергетической освещенности на длительность освещения.

Понятие «энергетическое количество освещения» равноценно понятию количества облучения, которое пропорционально длительности освещения:

$$H_e = E_e t, \quad (V.19)$$

где t — время длительности облучения.

При переменной во времени освещенности

$$H_e = \int_{t=0}^t E_e(t) dt. \quad (V.19')$$

Энергетическое количество освещения измеряется в Вт·с/м², или в Дж/м².

Энергия излучения. Определение лучистой энергии и лучистого потока дано выше. Из формулы (V.4) следует, что

$$dQ = P dt, \quad (V.20)$$

или при постоянном лучистом потоке во времени

$$Q = Pt, \quad (V.20')$$

где t — время действия лучистого потока.

Единица измерения энергии излучения — джоуль (Дж).

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ И СВЕТОТЕХНИЧЕСКИМИ ВЕЛИЧИНАМИ

Выше отмечалось, что имеются селективные и неселективные приемники излучения, и было дано их определение.

Глаз человека относится к селективным приемникам, так как он неодинаково чувствителен к монохроматическим излучениям различных длин волн.

Излучения различают как по мощности, так и по спектральному составу. Мощность характеризует излучение с количественной стороны, а спектральный состав — с качественной.

При измерении лучистой энергии пользуются визуальным методом, который основан на восприятии света глазом человека, и объективным, основанным на преобразовании лучистой энергии в другие виды энергии.

Видимая часть спектра характеризуется светотехническими величинами, а невидимая — энергетическими. Отсюда следует необходимость установить соотношение между светотехническими и энергетическими единицами лучистого потока, что позволит переходить от одних единиц к другим.

Чувствительность глаза к тому или иному монохроматическому излучению определяется той наименьшей мощностью, которая не-

обходима, чтобы глаз начал ощущать данное излучение. Практика показала, что глаз наиболее чувствителен к излучению с длиной волны 0,555 мкм. Для получения ощущения этого излучения нужна наименьшая мощность радиации.

Ограничим область излучения сложного спектра длинами волн λ и $\lambda + d\lambda$ и измерим поток этой части спектра в светотехнических и энергетических единицах.

Возьмем отношение светового потока, измеренного в люменах, к лучистому потоку, измеренному в ваттах:

$$V_{\lambda} = \frac{\Phi_{\lambda}}{P_{\lambda}}. \quad (V.21)$$

Это отношение называется *коэффициентом видности* (V_{λ}), или *спектральной световой эффективностью* излучения для данной длины волны λ .

Величина V_{λ} асимптотически стремится к нулю на границах видимой области спектра, а при $\lambda = 0,555$ мкм имеет максимум $V_{\max}$.

Аналогично, если приемником излучения является фотоэлемент, величине Φ_{λ} будет соответствовать фототок $(i_{\Phi})_{\lambda}$, возникающий в цепи фотоэлемента при облучении его монохроматическим потоком: коэффициенту V_{λ} будет соответствовать так называемая *спектральная отдача* фотоэлемента, и формула (V.21) примет вид

$$\sigma_{\lambda} = \frac{(i_{\Phi})_{\lambda}}{P_{\lambda}}. \quad (V.22)$$

Отношение коэффициента видности при длине волны λ к максимальному значению этого коэффициента $V_{\max}$ называется *коэффициентом относительной видности* K_{λ} для длины волны λ , т. е.

$$K_{\lambda} = \frac{V_{\lambda}}{V_{\max}}. \quad (V.23)$$

На рис. V.2 представлена кривая относительной видности глаза, которую часто называют кривой относительной *спектральной чувствительности глаза*.

В 1924 г. Международной комиссией по освещению (МКО) приняты данные для относительной видности (средние для 50 наблюдателей), а в 1952 г. Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ) предложил новые значения коэффициентов относительной видности (табл. V.1).

Данные этой таблицы относятся к равноэнергетическому спектру, в котором мощность монохроматического света принята одинаковой.

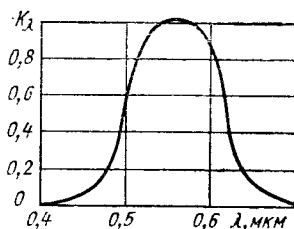


Рис. V.2. График относительной видности глаза

Расчетная относительная видность

Длина волны, нм	Относительная видность		Длина волны, нм	Относительная видность	
	ВНИИМ	МКО		ВНИИМ	МКО
400	0,0033	0,0004	590	0,769	0,757
410	0,0141	0,0012	600	0,689	0,631
420	0,0278	0,0040	610	0,571	0,503
430	0,0414	0,0116	620	0,426	0,381
440	0,0544	0,023	630	0,291	0,265
450	0,0791	0,038	640	0,190	0,175
460	0,0930	0,060	650	0,110	0,107
470	0,115	0,091	660	0,0578	0,061
480	0,184	0,139	670	0,0314	0,032
490	0,244	0,208	680	0,0150	0,017
500	0,387	0,323	690	0,0076	0,0082
510	0,571	0,503	700	0,0035	0,0041
520	0,756	0,710	710	0,0016	0,0021
530	0,895	0,862	720	0,0008	0,00105
540	0,958	0,954	730	0,0004	0,00052
550	0,985	0,995	740	—	0,00025
560	0,999	0,995	750	—	0,00012
570	0,949	0,952	760	—	0,00006
580	0,860	0,870			

По аналогии *относительная спектральная чувствительность* селективного приемника может быть выражена отношением

$$\gamma_{\lambda} = \frac{\sigma_{\lambda}}{\sigma_{\max}}. \quad (V.24)$$

Величина, обратная коэффициенту видности, называется *удельным потреблением* излучения.

Минимальное удельное потребление излучения называется *механическим эквивалентом* света:

$$M_{\text{св}} = \frac{1}{V_{\text{max}}} = 0,00146 \text{ Вт/лм}. \quad (V.25)$$

Этот эквивалент представляет собой минимальную мощность в ваттах, необходимую для создания светового потока в 1 лм при длине волны 0,555 мкм.

Механический эквивалент света устанавливает связь между энергетическими и светотехническими единицами.

Величину, обратную $M_{\text{св}}$, называют *световым эквивалентом* лучистого потока:

$$V_{\text{max}} = \frac{1}{M_{\text{св}}} = 683 \text{ лм/Вт}. \quad (V.26)$$

Из формул (V.23) и (V.26) следует, что

$$V_{\lambda} = \frac{K_{\lambda}}{M_{\text{св}}}. \quad (\text{V.27})$$

В соответствии с формулами (V.21) и (V.23) монохроматическому лучистому потоку dP_{λ} длины волны λ будет соответствовать световой поток $d\Phi_{\lambda}$ в лм:

$$d\Phi_{\lambda} = V_{\lambda} dP_{\lambda} = V_{\text{max}} K_{\lambda} dP_{\lambda}.$$

Распределение светового потока в сплошном спектре определяется *спектральной плотностью светового потока* f_{λ} :

$$f_{\lambda} = \frac{d\Phi_{\lambda}}{d\lambda} = V_{\lambda} \frac{dP_{\lambda}}{d\lambda} = V_{\lambda} \varphi_{\lambda}, \quad (\text{V.28})$$

где φ_{λ} — спектральная плотность лучистого потока (функция спектрального распределения лучистого потока).

Из выражения (V.28) следует, что световой поток сложного излучения со сплошным спектром можно определить путем интегрирования:

$$\Phi = \int_{\lambda=0,38}^{\lambda=0,78} V_{\lambda} \varphi_{\lambda} d\lambda = V_{\text{max}} \int_{\lambda=0,38}^{\lambda=0,78} K_{\lambda} \varphi_{\lambda} d\lambda. \quad (\text{V.29})$$

СВЕТОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Светотехнические величины служат для оценки визуального действия лучистого потока.

Определения световых величин аналогичны определениям соответствующих энергетических величин, но так как глаз человека неодинаково воспринимает световой поток в пределах видимой части спектра, то количественно светотехнические величины не равны аналогичным энергетическим величинам.

При формулировке светотехнических величин опускается прилагательное «энергетический», слово «лучистый» заменяется словом «световой», в формулах опускается индекс e , а буква P заменяется буквой Φ .

За основную светотехническую единицу принята единица силы света — кандела (кд).

Сила света. Силой света I называют угловую плотность светового потока

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}, \text{ или } I = \frac{\Phi}{\omega}. \quad (\text{V.30})$$

Сила света численно равна отношению светового потока к телесному углу, в котором он распространяется.

Понятие силы света применимо лишь к точечным источникам света, хотя в действительности источники света имеют конечные размеры. Однако на практике понятие силы света применяют и к

источникам конечных размеров, но при условии, что размеры источника малы по сравнению с расстоянием до него. Если, например, вычислять освещенность поверхности, используя силу света источника, и при этом расстояние до источника в 10 раз больше его размера, то получающаяся ошибка (приблизительно 0,5%) для большинства случаев практически допустима.

Заменяя ω через $\omega = S/r^2$, получим

$$I = \frac{\Phi r^2}{S}. \quad (\text{V.31})$$

При излучении внутри полного телесного угла $\omega = 4\pi$ средняя сферическая сила света

$$I = \frac{\Phi_0}{4\pi}, \quad (\text{V.32})$$

где Φ_0 — полный световой поток источника.

За единицу силы света принята кандела (кд) — сила света точечного источника в тех направлениях, в которых он испускает световой поток в один люмен (лм), распределенный внутри телесного угла в один стерadian (ср.)

Применительно к излучателю, выполненному в виде абсолютно черного тела, кандела — сила света, испускаемого с площади $1/600\,000 \text{ м}^2$ сечения полного излучателя в перпендикулярном к этому сечению направлении, при температуре излучателя, равной температуре затвердевания платины при давлении 101325 Па .

Световой поток. Световым потоком называют величину, образующуюся от лучистого потока при оценке излучения по его действию на селективный приемник, спектральная чувствительность которого определяется нормализованной функцией относительной спектральной световой эффективности излучения.

За единицу светового потока принят люмен (лм) — световой поток в пределах телесного угла 1 ср от излучающего равномерно во всех направлениях точечного источника силой света в 1 кд. Очевидно,

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}$$

и

$$\Phi = I\omega. \quad (\text{V.33})$$

В полном телесном угле световой поток

$$\Phi = 4\pi I. \quad (\text{V.34})$$

При $I = 1 \text{ кд}$ $\Phi \approx 12,56 \text{ лм}$.

Количественное представление о величине люмена может дать такой пример: осветительная лампа накаливания (127 В, 100 Вт) излучает световой поток около 1275 лм.

Световая энергия. *Световая энергия* Q — произведение светового потока на время его действия:

$$Q = \Phi t, \text{ или } Q = \int_{t=0}^t \Phi(t) dt. \quad (\text{V.35})$$

Единица световой энергии — люмен-секунда (лм·с); это энергия, которая при световом потоке в 1 лм равномерно расходуется в течение 1 с.

Светимость. *Светимостью* называют поверхностную плотность излучаемого поверхностью светового потока. Она выражается отношением

$$M = \frac{d\Phi}{dS_1}, \text{ или } M = \frac{\Phi}{S_1}, \quad (\text{V.36})$$

где M — светимость поверхности; S_1 — площадь излучающей поверхности.

Единицей светимости является люмен на квадратный метр (лм/м²).

Освещение. *Освещение* — произведение силы света на время ее действия: $C = I dt$. Для постоянной во времени силы света освещение $C = It$. Единицей освещения является кандела-секунда; это действие источника света в 1 кд в течение 1 с:

$$1 \text{ кд} \cdot \text{с} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ с}.$$

Освещенность. *Освещенностью* называют поверхностную плотность падающего на поверхность светового потока. Она выражается отношением

$$E = \frac{d\Phi}{dS_2}, \text{ или } E = \frac{\Phi}{S_2}. \quad (\text{V.37})$$

За единицу освещенности принят люкс (лк). Люкс — освещенность поверхности, которая получает одинаково распределенный по ней световой поток в 1 лм на площади в 1 м²:

$$1 \text{ лк} = 1 \text{ лм/1 м}^2.$$

Примеры освещенностей, создаваемых различными источниками, приведены ниже.

Освещенности, создаваемые некоторыми источниками, лк

На границе земной атмосферы	150 000
Земной поверхности:	
в солнечный полдень летом	100 000
при полной Луне	0,2
в безлунную ночь	0,0003
Необходимая при точных работах	200
Для чтения и письма	50
Создаваемая уличным освещением	10
Минимальная, воспринимаемая глазом освещенность на его зрачке	$1,4 \cdot 10^{-9}$

По аналогии с энергетической освещенностью

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \beta, \quad (\text{V.38})$$

где r — расстояние от источника света до освещаемой площади;
 β — угол падения света.

Если рассматривать освещенную поверхность как источник излучения, то

$$\rho = \frac{M}{E},$$

где ρ — коэффициент отражения.

Яркость. Яркостью называют поверхностную плотность силы света в заданном направлении.

Яркость зависит от силы света, которую испускает каждый элемент данной поверхности в направлении глаза наблюдателя.

По аналогии с определением энергетической яркости яркостью поверхности называется отношение силы света потока, излучаемого в данном направлении, к проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную к тому же направлению, т. е.

$$L = \frac{I_{\beta}}{S_1 \cos \beta}.$$

За единицу яркости принята кандела с квадратного метра ($\text{кд}/\text{м}^2$). Эта единица яркости светящейся поверхности площадью 1 м^2 при силе света 1 кд (ранее эта единица называлась нит).

Ниже приведены яркости различных освещенных предметов и источников света.

Яркость некоторых источников света и освещенных предметов, $\text{кд}/\text{м}^2$

Солнечный диск, наблюдаемый сквозь земную атмосферу	$1,5 \cdot 10^9$
Высокоинтенсивная дуга (200 А)	$8,2 \cdot 10^8$
Ртутная лампа сверхвысокого давления	$6 \cdot 10^8$
Вольфрамовая газонаполненная лампа (0,5 Вт/кд)	$6 \cdot 10^6$
Точечная неоновая лампа	$2 \cdot 10^5$
Белая бумага, освещенная солнцем	$3,2 \cdot 10^4$
Пламя стеариновой свечи	$1 \cdot 10^4$
Поверхность Луны	$2,5 \cdot 10^3$
Небо в пасмурную погоду	$1 \cdot 10^3$
Экран кинотеатра	$1 \cdot 10^3 - 5$
Ночное безлунное небо	$1 \cdot 10^{-4}$

Наибольшая яркость, безболезненно воспринимаемая нашим глазом, равна примерно $16 \cdot 10^4 \text{ кд}/\text{м}^2$.

Глаз наиболее чувствителен к белому свету при яркостях порядка $64 - 640 \text{ кд}/\text{м}^2$. Световой порог глаза по яркости равен $6,4 \cdot 10^{-7} \text{ кд}/\text{м}^2$.

Количество освещения (экспозиция). Количество освещения N характеризует длительность освещения поверхности и определяется

выражением $H = Et$. За единицу количества освещения принята люкс-секунда (лк·с); это количество освещения, которое получает поверхность при освещенности ее в 1 лк в течение 1 с:

$$1 \text{ лк} \cdot \text{с} = 1 \text{ лк} \cdot 1 \text{ с}.$$

§ 2. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКИЕ СРЕДЫ

Обычно окружающие нас предметы сами свет не излучают. Эти предметы мы видим потому, что они освещены каким-либо источником света. Освещаемое тело становится источником света, который в отличие от первичного излучателя называется вторичным. Если лучистая энергия распространяется в вакууме, то она не изменяется ни количественно, ни качественно, а при распространении в вещественной среде или при переходе из одной среды в другую лучистая энергия изменяется.

Лучистая энергия, проходя через среду, в общем случае может претерпеть следующие изменения:

рассеяние части лучистого потока в результате отражения от частиц, вещество которых отлично по показателю преломления от основной массы среды;

частичное поглощение лучистого потока средой с переходом лучистой энергии в другие виды энергии;

частичное пропускание лучистого потока через среду;

изменение степени поляризации отраженного и пропущенного потоков;

изменение спектрального состава лучистого потока, что является следствием селективного поглощения лучистой энергии средой;

возникновение люминесценции, т. е. появление в прошедшем среду лучистом потоке излучений с длинами волн, которых не было в возбуждающем лучистом потоке.

Не все перечисленные явления обязательно имеют место при распространении лучистой энергии в среде.

При падении светового потока Φ на поверхность какого-либо тела часть потока Φ_p отражается от поверхности тела, некоторая часть потока Φ_τ проходит через тело, иногда изменяя направление распространения, и третья часть Φ_α поглощается телом:

$$\Phi = \Phi_p + \Phi_\tau + \Phi_\alpha. \quad (\text{V.39})$$

Разделив обе части уравнения (V.39) на Φ , получим

$$1 = \frac{\Phi_p}{\Phi} + \frac{\Phi_\tau}{\Phi} + \frac{\Phi_\alpha}{\Phi}.$$

Отношение прошедшего потока к падающему называется *коэффициентом пропускания* τ .

Отношение отраженного потока к падающему называется *коэффициентом отражения* ρ .

Отношение поглощенного потока к падающему называется *коэффициентом поглощения* α .

Между этими коэффициентами существует зависимость

$$I = \rho + \tau + \alpha. \quad (V.40)$$

Коэффициенты ρ , τ и α обычно определяются для случая нормального падения светового потока на поверхность раздела для слоя среды единичной толщины (1 см, 1 мм и т. д.).

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА

Отражением света называется явление, которое состоит в том, что свет, падающий на поверхность, разделяющую две оптические среды с различными показателями преломления, частично или полностью возвращается в среду, из которой он падает.

Характер отражения света от поверхности зависит от качества ее обработки, материала поверхности, температуры ее и углов падения света на поверхность.

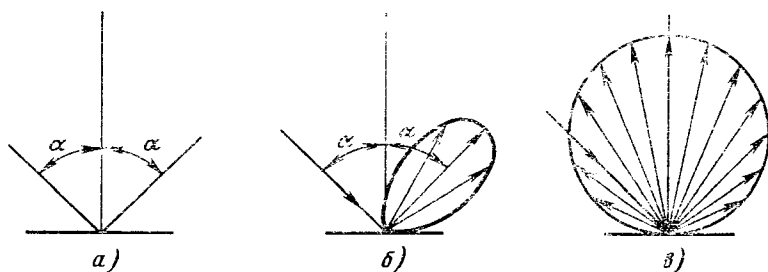


Рис. V.3. Три вида отражения

На рис. V.3 схематически показано распределение света при трех видах отражения.

Хорошо полированные поверхности дают *зеркальное* отражение. В этом случае угол падения лучей равен углу отражения (рис. V.3, а).

Идеально рассеивающие матовые поверхности дают *диффузное* (рассеянное) отражение (рис. V.3, в).

Промежуточным видом отражения является *направленно-рассеянное* отражение, при котором максимум силы света совпадает с направлением зеркального отражения (рис. V.3, б). При смешанном отражении наблюдаются одновременно свойства диффузного и направленного отражений. Отражение света от среды, оптически менее плотной, с полным возвращением в среду, из которой он падает, называется *полным внутренним отражением*.

При графическом изображении отраженного от тела или прошедшего через тело света концы радиус-векторов, изображающих силу света или яркость образуют поверхность, которая называется *фотометрической поверхностью*.

В результате сечения фотометрической поверхности плоскостью получается кривая линия, называемая *фотометрической кривой*, которая характеризует распределение интенсивности в данной плоскости сечения.

Для характеристики распределения светового потока в пространстве (в случае рассеянного или полурассеянного отражения) пользуются понятием *коэффициента яркости* r_α , под которым понимают отношение яркости L_α поверхности в данном направлении к яркости L_0 идеально матовой белой поверхности при одинаковой освещенности:

$$r_\alpha = \frac{L_\alpha}{L_0}. \quad (V.41)$$

Общий коэффициент отражения ρ складывается из коэффициентов направленного ρ_n и диффузного ρ_d отражений. Согласно определению он всегда меньше единицы. Коэффициент же яркости r_α может быть значительно больше единицы. Это иллюстрирует рис. V.4, где окружность 1 изображает распределение удельной силы света, отраженного идеально рассеивающей поверхностью, а кривая 2 представляет собой кривую полурассеянного отражения от некоторой поверхности при той же освещенности.

На рис. V.4 коэффициенты яркости для направлений OB и OD равны отношению векторов, а именно:

$$r_{OB} = \frac{OB}{OA} \text{ и } r_{OD} = \frac{OC}{OD},$$

где $r_{OB} > 1$, $r_{OD} < 1$.

Коэффициенты яркости зависят от угла падения и поэтому они определяются для случая нормального падения света.

Коэффициент отражения ρ преломляющей поверхности зависит от угла i падения света на поверхность и от показателей преломления n и n' соприкасающихся сред.

По формуле Френеля можно подсчитать ρ для естественного света:

$$\rho = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')} + \frac{\tan^2(i - i')}{\tan^2(i + i')} \right], \quad (V.42)$$

где i и i' — связаны соотношением

$$n \sin i = n' \sin i'.$$

При нормальном падении света формула (V.42) имеет вид

$$\rho = \left[\frac{(i - i')}{(i + i')} \right]^2.$$

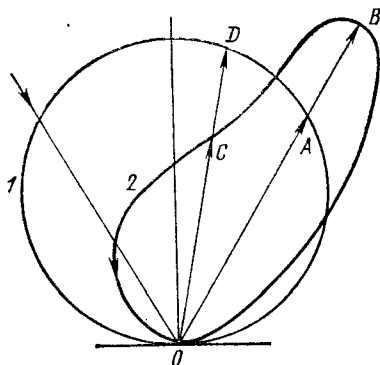


Рис. V.4. Распределение удельной силы света

При малых углах падения, когда $in \approx i'n'$, получим

$$\rho = \left(\frac{n - n'}{n + n'} \right)^2. \quad (V.43)$$

Заметим, что коэффициент отражения на границе двух сред практически не зависит от того, с какой стороны падает свет на границу раздела. При расчетах отражения светового пучка от ряда поверхностей следует иметь в виду явление поляризации света при отражении, которое влияет на коэффициент отражения (подробнее это рассмотрено в гл. IV).

Ниже даны значения коэффициента направленного отражения для некоторых материалов при комнатной температуре.

Металл, осажденный на стекле путем испарения в вакууме:

серебро	0,95
алюминий	0,87
золото	0,82
медь	0,78
никель	0,55
хром	0,47

Металл, гальванически нанесенный на металлический подслои:

серебро	0,88—0,93
родий	0,74
кадмий	0,64
хром	0,62
никель	0,55—0,60
молибден	0,55
медь	0,48

Значения коэффициентов диффузного ρ_d отражения для некоторых материалов при комнатной температуре приведены ниже:

Полуматовый алюминий	0,72—0,80
Никель неполированный	0,48—0,52
Углекислый магний	0,97—0,98
Оксид магния	0,97
Оксид цинка	0,91
Оксид титана	0,91
Мел и гипс	0,85—0,90
Фарфор белый матовый	0,80—0,85
Фаянс белый матовый	0,50—0,60
Ватманская бумага	0,76—0,82
Белая клеевая краска	0,70—0,80
Розовая светлая краска	0,30—0,45
Красная краска (киноварь)	0,13—0,14
Коричневая краска (жженая сiena)	0,11
Желтая краска (хром)	0,55
Зеленая краска	0,20
Синяя краска (кобальт)	0,07
Черный бархат	0,06—0,07

В табл. V.2 приведены значения коэффициентов отражения при комнатной температуре для некоторых материалов при различных длинах волн.

Коэффициенты отражения некоторых материалов

Название группы волн	Длина волны, нм	Al	Cu	Fe (1% C)	Ag	Ni	Cr	Zn	Si
Ультра-фиолетовые	188	—	—	22	76	—	33	17	64
	200	—	—	27	76	—	36	22	73
	251	80	26	38	34	38	—	39	75
	305	—	25	44	9	44	37	48	73
	357	84	27	50	75	49	41	51	60
Световые	500	88	44	56	91	61	55	55	34
	600	89	72	57	93	65	—	58	32
	700	87	83	58	95	69	56	61	—
Инфра-красные	800	85	89	61	97	70	—	62	—
	1 000	93	90	63	97	72	57	69	—
	5 000	94	98	90	99	94	81	97	—
	10 000	97	98	94	99	—	93	—	—

Числа, приведенные в таблице, показывают долю (в %) отраженного света полированной поверхностью (при нормальном падении).

В оптических системах применяют полированные зеркальные поверхности, которые покрыты тонким слоем металла, нанесенного путем его испарения в вакууме. Коэффициент отражения от металлических покрытий в случае нормального падения лучей определяется по формуле

$$\rho = \frac{(n-1)^2 + \chi^2}{(n+1)^2 + \chi^2},$$

где n — показатель преломления металла; χ — показатель поглощения металла.

Потери света на отражение могут быть снижены путем просветления поверхностей. *Просветлением* называется процесс нанесения тонких пленок на поверхности оптических деталей с целью уменьшения отражения света от их поверхностей. В этих тонких пленках происходит явление интерференции. Толщину пленки для однослойного просветления определяют по формуле

$$d = \frac{(2K+1)\lambda}{4n_c},$$

где λ — длина волны; n_c — показатель преломления пленки; $K = 0, 1, 2, 3$ и т. д. Толщина пленки составляет около одной четверти длины волны света.

Показатель преломления пленки находят по формуле

$$n_c = \sqrt{n},$$

где n — показатель преломления стекла детали. Значимость просветления заключается не только в том, что уменьшается потеря света на отражение, но и в том, что отраженные лучи в пленке в соответствии с законами интерференции гасят друг друга, тем самым уменьшая вредный рассеянный свет.

ПРОПУСКАНИЕ СВЕТА

По аналогии с отражением в зависимости от состояния среды, через которую проходит свет, различают *направленное и рассеянное пропускание*. Промежуточным случаем пропускания является *направленно-рассеянное пропускание*. Существует также понятие *смешанного пропускания*.

Направленное пропускание характерно для прозрачных материалов (стекол и пластмасс), направленно-рассеянное пропускание — для прозрачных материалов с рассеивающей одной или двумя поверхностями (матированные стекла или пластмассы). Рассеянным и смешанным пропусканием обладают материалы, имеющие оптические неоднородности.

Поэтому общий коэффициент пропускания

$$\tau = \frac{\Phi_\tau}{\Phi},$$

где Φ_τ — прошедший через среду поток; Φ — упавший на среду поток, имеет две составляющие — коэффициент направленного пропускания и коэффициент рассеянного пропускания. Так же, как и при отражении света, распределение интенсивности прошедшего через среду света можно выразить графически с помощью фотометрических кривых.

В ряде случаев (например, для фотоматериалов) пропускание света характеризуется *оптической плотностью*

$$D = \lg \frac{1}{\tau} = -\lg \tau = \lg \frac{\Phi}{\Phi_\tau}. \quad (V.44)$$

Если на пути светового пучка имеется ряд сред, которые имеют коэффициенты пропускания $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$, то вся система будет иметь коэффициент пропускания

$$\tau = \tau_1 \tau_2 \dots \tau_n. \quad (V.45)$$

Суммарная оптическая плотность этих сред

$$D = D_1 + D_2 + \dots + D_n, \quad (V.46)$$

т. е. имеет место закон аддитивности.

Равенства (V.45) и (V.46) справедливы в тех случаях, когда падающий поток является монохроматическим, а среды пропускают селективно, или когда падает поток любого спектрального состава, но среды неселективны.

Закон аддитивности плотностей говорит о том, что плотность растет пропорционально толщине слоя x , т. е.

$$D = Kx, \quad (V.47)$$

где K — коэффициент, характеризующий поглощение среды (это оптическая плотность для слоя среды единичной толщины).

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА

Поглощением света называют уменьшение энергии световой волны по мере проникновения ее в глубь вещества. При этом часть световой энергии передается электронам вещества.

Согласно данному выше определению поглощение света можно характеризовать коэффициентом поглощения

$$\alpha = \frac{\Phi_\alpha}{\Phi}.$$

Из выражения (V.47) следует, что

$$D = \lg \frac{1}{\tau} = Kx,$$

или

$$10^D = \frac{1}{\tau} = 10^{Kx}.$$

Тогда

$$\tau = 10^{-Kx} = \frac{\Phi_\tau}{\Phi},$$

или

$$\Phi_\tau = \Phi \cdot 10^{-Kx}. \quad (V.48)$$

Если перейти к натуральным логарифмам, то последнее выражение примет вид

$$\Phi_\tau = \Phi e^{-\beta x}, \quad (V.49)$$

причем $\beta = K \lg_e 10 = 2,303 K$.

Выражение (V.49) было установлено экспериментально и обосновано теоретически Бугером (1729 г.). Согласно закону Бугера интенсивность света падает в геометрической прогрессии, когда толщина слоя нарастает в арифметической прогрессии.

Коэффициент β в формуле (V.49) называется *показателем поглощения*.

В формуле (V.49) не учтено отражение на границе поглощающего вещества. С учетом коэффициента отражения ρ при отражении от пограничной поверхности связь между коэффициентом поглощения α и показателем поглощения β имеет вид

$$\alpha = (1 - \rho)(1 - e^{-\beta x}). \quad (V.50)$$

Показатель поглощения β зависит от длины волны падающего света, но не зависит от его интенсивности, а следовательно, и от толщины поглощающего слоя.

Показатель поглощения раствора пропорционален концентрации вещества C в растворе (закон Бэра):

$$\beta = K'C, \quad (V.51)$$

где K' — коэффициент пропорциональности; C — концентрация раствора.

Согласно закону Бугера—Бэра, световой поток (Φ_τ), прошедший сквозь раствор, может быть определен из выражения

$$\Phi_\tau = \Phi e^{-K'Cx}. \quad (V.52)$$

РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Рассеяние света, вызванное присутствием в объеме вещества тех или иных оптических неоднородностей, наблюдается при распространении света через любую среду и ведет к уменьшению мощности светового пучка. Коэффициентом рассеяния σ называют отношение потока излучения Φ_σ , рассеянного данным телом, к потоку излучения Φ , упавшему на это тело:

$$\sigma = \frac{\Phi_\sigma}{\Phi}.$$

При определении прозрачности оптической среды (стекло, кристалл) трудно выделить отдельно потери на поглощение и рассеяние, поэтому ввели некоторый общий коэффициент, называемый коэффициентом светопоглощения K_α на 1 см длины хода луча в среде:

$$K_\alpha = \alpha + \sigma, \quad (V.53)$$

который и сообщается в каталогах по оптическому стеклу. Подавляющее большинство марок оптического стекла имеет коэффициент светопоглощения не более 0,01. Отраженный, поглощенный и рассеянный свет рассматривают как потери света, ослабляющие поток излучения. Ослабление света определяется коэффициентом ослабления, которым называется отношение суммы потоков излучения, отраженного, поглощенного и рассеянного данной средой, к потоку излучения, входящему в эту среду. Обычно коэффициент ослабления называют коэффициентом потерь света

$$K = \frac{\Phi_\rho + \Phi_\alpha + \Phi_\sigma}{\Phi}. \quad (V.54)$$

§ 3. ИЗЛУЧЕНИЕ РАВНОЯРКОСТНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

ЗАКОН КОСИНУСОВ (ЛАМБЕРТА)

В общем случае, как указывалось выше, яркость в данной точке поверхности источника света зависит от направления наблюдения.

Однако для некоторых источников яркость не зависит от направления. Такие источники подчиняются закону Ламберта, согласно которому яркости светорассеивающих поверхностей во всех направлениях одинаковы. Строго говоря, таким источником является только абсолютно черное тело. Но идеально рассеивающие матовые поверхности практически также являются равнояркостными.

В пределах некоторых телесных углов многие источники можно считать равнояркостными.

В применении к идеально рассеивающим матовым поверхностям фотометрические зависимости примут несколько иной вид.

Из выражения (V.17) следует

$$dI_{\beta} = L dS \cos \beta,$$

где dI_{β} — сила света в направлении, образующем угол β с перпендикуляром к поверхности.

Если для всех направлений $L = \text{const} = L_0$, то

$$dI_{\beta} = dI_0 \cos \beta,$$

где $dI_0 = L_0 dS$ — сила света от элемента поверхности по нормали поверхности.

Для поверхности конечных размеров

$$I_{\beta} = I_0 \cos \beta. \quad (\text{V.55})$$

Следовательно, сила света, излучаемая равнояркостной поверхностью, будет наибольшей в нормальном к поверхности направлении.

На рис. V.5 приведена фотометрическая кривая (окружность, касательная к излучающей поверхности), которая наглядно характеризует распределение силы света I от равнояркостного источника S_1 .

СВЕТОВОЙ ПОТОК ОТ ПОВЕРХНОСТИ, ПОДЧИНЯЮЩЕЙСЯ ЗАКОНУ КОСИНУСОВ

Пусть плоский излучатель dS (рис. V.6) является одинаково ярким по всем направлениям. Из центра площадки dS опишем полусферу радиусом r и допустим, что внутренняя поверхность полусферы абсолютно черная. Тогда весь световой поток от площадки dS будет поглощаться поверхностью полусферы.

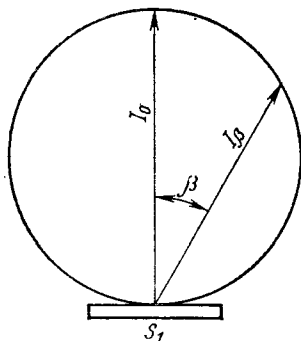


Рис. V.5. Распределение силы света от равнояркостной поверхности

На поверхности полусферы возьмем элементарную площадку dS_i . Освещенность этой площадки

$$E_i = \frac{d\Phi_i}{dS_i},$$

откуда

$$d\Phi_i = E_i dS_i.$$

Из выражения (V.13) имеем

$$E_i = \frac{dI_\beta}{r^2}.$$

По закону косинусов $dI_\beta = dI_0 \cos \beta$.

Следовательно, на площадку dS_i упадет световой поток

$$d\Phi_i = \frac{dI_0 dS_i \cos \beta}{r^2}. \quad (\text{V.56})$$

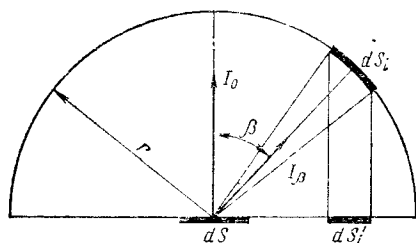


Рис. V.6. Световой поток от равнояростной поверхности

Выразим dS_i через ее проекцию на основании полусферы:

$$dS'_i = dS_i \cos \beta. \quad (\text{V.57})$$

Подставив выражение (V.57) в формулу (V.56), получим

$$d\Phi_i = \frac{dI_0 dS'_i}{r^2}.$$

Общий световой поток $d\Phi$ от площадки dS будет равен сумме потоков, падающих на полусферу:

$$d\Phi = \sum d\Phi_i = \sum \frac{dI_0 dS'_i}{r^2}$$

или

$$d\Phi = \frac{dI_0}{r^2} \sum dS'_i.$$

Но $\sum dS'_i$ — площадь круга радиуса r . Тогда

$$d\Phi = dI_0 \pi, \quad (\text{V.58})$$

а для поверхности конечных размеров

$$\Phi = I_0 \pi, \quad (\text{V.59})$$

где Φ — световой поток, излучаемый в полусферу плоской поверхностью.

НЕКОТОРЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ СВЕТОВЫМИ ВЕЛИЧИНАМИ

Светимость и яркость. Разделив обе части равенства (V.59) на величину излучающей поверхности S_1 , получим

$$\frac{\Phi}{S_1} = \pi \frac{I_0}{S_1}.$$

Но $\Phi/S_1 = M$ — светимость поверхности; $I_0/S_1 = L$ — яркость этой поверхности и, следовательно,

$$M = \pi L, \quad (V.60)$$

т. е. светимость равнояркостной поверхности численно равна ее яркости, умноженной на π .

Если яркость выразить в кд/м^2 , то светимость получится в лк/м^2 .

Освещенность и яркость. Выше были получены соотношения

$$M = \rho E \text{ и } M = \pi L.$$

Приравняв правые части этих равенств, получим

$$\pi L = \rho E, \quad (V.61)$$

откуда

$$E = \frac{\pi L}{\rho} \text{ и } L = \frac{\rho E}{\pi},$$

где освещенность выражена в лк , а яркость — в кд/м^2 .

Если поверхность является идеально рассеивающей, т. е. полностью отражает ($\rho = 1$) падающий на нее световой поток и равномерно рассеивает его по всем направлениям, то

$$M = E,$$

а из выражения (V.61) следует, что

$$L = \frac{E}{\pi},$$

т. е. светимость идеально рассеивающей поверхности равна ее освещенности, а яркость этой поверхности в π раз меньше освещенности.

§ 4. ИСТОЧНИКИ СВЕТА, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ФОТОМЕТРАХ

В настоящее время для точных световых измерений используют два рода источников: абсолютно черное тело, излучение которого в определенных условиях является основным световым эталоном, и вольфрамовые лампы накаливания, разные типы которых при тщательном изготовлении и внимательной эксплуатации обеспечивают высокую степень постоянства и воспроизводимости излучаемой ими мощности. Оба рода источников принадлежат к категории тепловых излучателей, светящихся вследствие своей высокой температуры. Нетемпературные излучатели называют люминесцирующими. Для них высокая температура не является основным

условием. Из этой группы для светотехники наибольший интерес представляют электролюминесцирующие источники света.

В фотометрических задачах, в отличие от светотехнических, во многих случаях важно значение не общего светового потока, испускаемого данным источником в окружающее его пространство или хотя бы в данном направлении, а значение того светового потока, который испускает данный единичный участок его поверхности в заданном направлении. Последнее особенно важно, когда фотометрические измерения построены таким образом, что приходится работать с небольшой частью оптического изображения источника. В этом случае не важна общая величина светящейся поверхности, а следовательно, не имеет значения и интегральный световой поток. Только величина поверхностной яркости избранного участка будет определять яркость соответствующей ей части оптического изображения. Значение же последней, как известно, нельзя увеличить никакими оптическими средствами (например, уменьшением изображения источника). Источники света могут весьма существенно отличаться как по способу возбуждения испускания, так и по характеру их спектров.

По характеру спектров испускания источники подразделяются на источники с непрерывным, линейчатым и линейчато-полосатым спектром.

Выбор источника определяется еще и характером распределения энергии по его спектру испускания. Так, например, тепловые источники света, в которых используется излучение раскаленных твердых тел (нитей, штифтов, поверхностей, трубок), используются главным образом в видимой и инфракрасной областях спектра, электрические дуги и искры — в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, газосветные источники — в ближней инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях (в зависимости от состава газов, наполняющих лампы).

Электрические лампы накаливания с вольфрамовой нитью должны во время измерения сохранять постоянную силу света, поэтому новые лампы рекомендуется предварительно отжечь в течение 5—10% их гарантийного срока службы, что повышает стабильность их горения. Для вольфрамовых ламп зависимость силы света и светового потока от изменения напряжения, силы тока и мощности определяется полуэмпирическими приближенными равенствами:

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_0} = \frac{I_1}{I_0} = \left(\frac{u_1}{u_0} \right)^{3,6} = \left(\frac{i_1}{i_0} \right)^6 = \left(\frac{W_1}{W_0} \right)^{2,25}, \quad (\text{V.62})$$

где Φ — световой поток лампы; I — сила света; u — напряжение питания; i — сила тока в лампе; W — электрическая мощность.

Из соотношения (V.62) следует, что для того, чтобы погрешность измерения световых величин не превышала 0,1%, необходимо поддерживать постоянство напряжения питания ламп в пределах 0,03%.

Эталоном называется образцовая мера или образцовый измерительный прибор, принятый для воспроизведения какой-либо единицы измерения.

Система световых единиц нового стандарта построена на основании созданного Всесоюзным научно-исследовательским институтом метрологии им. Д. И. Менделеева светового эталона в виде полного излучателя.

Определение единицы силы света применительно к этому эталону дано выше.

Устройство светового эталона схематически приведено на рис. V.7. Полным излучателем (абсолютно черным телом) является пробирка 1 диаметром 2,5 мм и высотой 50 мм. Пробирка изготовлена из плавленной окиси тория. Выходное отверстие пробирки имеет диаметр около 1,5 мм. На высоту 15 мм пробирка заполнена окисью магния 4.

Пробирка 1 погружена в расплавленную платину 2, которая залита в тигель 3, изготовленный из плавленной окиси тория. Тигель помещен в сосуд 6 из кварца и засыпан порошком 5 окиси тория. Кварцевый сосуд имеет диаметр около 64 мм, высоту 125 мм и окружен электрической обмоткой, подключенной к генератору высокой частоты. Следовательно, внешний сосуд находится в переменном магнитном поле высокой частоты, вызывающем расплавление пластины.

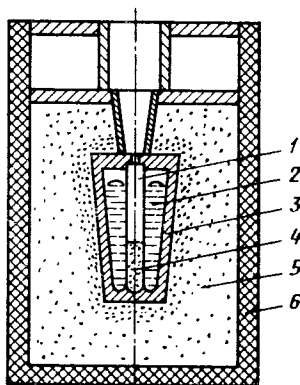


Рис. V.7. Световой эталон

Измерения выполняют в период затвердевания платины, так как в этот период температура платины длительное время остается постоянной (2042 К), а следовательно, будет постоянной и яркость излучателя.

Яркость излучателя при температуре затвердевания платины равна $6 \cdot 10^5$ кд/м².

При измерениях отверстие черного тела 8 (рис. V.8) изображается объективом 6 в увеличенном виде на одной половине испытательной пластинки 4 светомерной головки 3. Другая половина пластинки 4 освещается лампой сравнения 1 через диафрагму 2.

Освещенность пластинки 4 можно подсчитать по формуле

$$E = \tau \frac{LQ}{l^2},$$

где $L = 6 \cdot 10^5$ кд/м²; τ — коэффициент пропускания призмы 7 и объектива 6 (совместно); Q — площадь отверстия в диафрагме 5; l — расстояние от диафрагмы 5 до пластинки 4.

Равенства освещенностей обеих сторон испытательной пластинки 4 добиваются перемещением лампы сравнения 1. Зная освещенность

щенность пластинки 4 и ее расстояние до лампы 1, можно определить силу света лампы сравнения. Этот эталон является первичным эталоном, а лампа сравнения может быть использована в дальнейшем в качестве вторичного эталона.

ВНИИМ им. Д. И. Менделеева (г. Ленинград) имеет вторичный световой эталон, состоящий из 18 вольфрамовых ламп накалива-

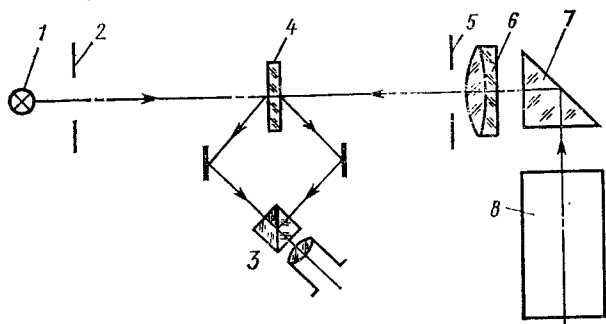


Рис. V.8. Схема измерения с помощью светового эталона

ния, которые имеют цветовую температуру 2042 К, как и основной эталон.

Кроме этого вторичного эталона имеется второй рабочий эталон из 18 ламп накаливания с цветовой температурой 2853 К, с которым сравниваются образцовые светоизмерительные лампы накаливания.

По образцовым светоизмерительным лампам проверяются светоизмерительные лампы для нужд различных лабораторий.

Светоизмерительные лампы изготовляют в соответствии с ГОСТ 10771—64.

§ 5. ОСНОВЫ ФОТОМЕТРИИ

Объектами измерения в фотометрии являются светотехнические величины (сила света, световой поток, освещенность, яркость и т. д.), а также коэффициенты отражения, пропускания и поглощения.

В зависимости от приемника излучения фотометрические измерения разделяют на субъективные и объективные.

При субъективном, или визуальном методе измерения приемником излучения является глаз. Этот метод называется субъективным потому, что результат измерения в некоторой степени зависит от субъективных особенностей глаза наблюдателя.

При объективном методе измерений приемником излучения является тот или иной из физических приемников (фотоэлемент, термоэлемент, болометр, фотопластинка и др.).

В этом случае глаз только фиксирует показания прибора, а оценку световых свойств измеряемого объекта осуществляет физический приемник.

Фотометры также делятся на *визуальные* или *объективные*.

Исторически сначала начали применять визуальные фотометры. История их развития имеет более чем столетнюю давность. Но объективные методы фотометрии в настоящее время получают все большее распространение и постепенно вытесняют визуальные методы. Это объясняется тем, что объективные методы обеспечивают более высокую точность измерения, а также допускают автоматизацию их.

Но визуальные методы в настоящее время еще применяются, а поэтому им следует уделить определенное внимание.

В фотометрии обычно применяется относительный, а не абсолютный метод измерения световой энергии. Это объясняется отсутствием в измерительных лабораториях легко воспроизводимых образцовых источников света.

В основу визуальной фотометрии положена способность глаза устанавливать с достаточной точностью равенство яркостей двух соприкасающихся поверхностей, которые освещаются двумя различными источниками света. Погрешности визуальной фотометрии определяются в основном свойствами глаза и составляют в лучшем случае $\pm 0,1\%$. Поэтому при разработке схемы измерений следует стремиться, чтобы все остальные источники ошибок были устранены.

При визуальных измерениях сравнение источников разного цвета (гетерохромная фотометрия) затруднено. В этом случае при уравнивании яркостей полей сравнения основываются на различных психофизиологических наблюдениях, которые кладутся в основу измерений. Например, применяют цветные поглотители или используют метод быстрого чередования сравниваемых яркостей.

Точность объективных методов фотометрии зависит в основном от измерительных свойств и способа применения приемника излучения. В зависимости от выбора измерительной схемы, приемника, возможности исправления спектральной чувствительности приемника и др. погрешность выполненных измерений может колебаться от нескольких единиц до сотых долей процента.

В фотометрах всех видов применяют устройства, с помощью которых уравниваются интенсивности двух световых потоков, что дает возможность сравнить один поток с другим.

Эти устройства иногда называют *светоослабляющими устройствами*. Они должны позволять уравнивать интенсивности сравниваемых потоков, но не изменять их спектрального состава. Многие из этих устройств, основаны на светоослабляющих методах.

СВЕТООСЛАБЛЯЮЩИЕ МЕТОДЫ

Метод закона квадратов расстояний. Этот метод является наиболее точным из всех возможных способов плавного изменения световых величин. Из выражения (V.13) следует, что освещенности двух

поверхностей E_1 и E_2 , отстоящих от источника света на расстояниях r_1 и r_2 , обратно пропорциональны квадратам этих расстояний:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Закон квадратов расстояний вполне справедлив лишь применительно к точечным источникам света.

При источниках света конечных размеров и при малых расстояниях от источника света до освещаемой поверхности в закон необходимо вводить поправки. Это объясняется, в частности, тем, что лучи от различных точек реального источника падают на освещаемую поверхность под различными углами падения. Так, например, освещенность от равномерно светящейся цилиндрической нити в точке, находящейся на плоскости, которая параллельна нити, определяется выражением [30]

$$E \approx \frac{2LaI}{d^2} \left(1 - \frac{l^2 + 12r^2}{8d^2} \right), \quad (\text{V.63})$$

где L — яркость нити; $2a$ — диаметр нити; l — длина нити; r — расстояние нити от перпендикуляра, восстановленного из точки, освещенность которой определяется; d — длина этого перпендикуляра.

Освещенность от светящегося диска радиуса a в точке, лежащей на перпендикуляре, восстановленном из его центра, на расстоянии d от центра определяется выражением

$$E \approx \frac{\pi La^2}{a^2 + d^2}. \quad (\text{V.64})$$

Преимуществом метода закона квадрата расстояний перед другими методами количественного измерения света является то, что здесь не вносится изменение в спектральный состав источника излучения.

Этот закон без введения поправок можно применять на практике и получать высокую точность измерений, если поперечные размеры источника света меньше расстояния до освещаемой поверхности не менее чем в 10 раз.

Из выражения $E = I/r^2$ следует, что

$$\frac{dE}{E} = - \frac{2dr}{r}.$$

Таким образом, чтобы погрешность световых измерений не превышала 0,1%, относительная погрешность в определении длины не должна превышать $\pm 0,05\%$.

Метод закона косинусов. Из выражения (V.13) следует, что освещенность прямо пропорциональна косинусу угла между падающим пучком света и нормалью к освещаемой поверхности. Следовательно, при постоянных I и r освещенность поверхности

можно менять, изменяя угол падения лучей на поверхность. Но этот закон нельзя применять, если приемниками излучения являются фотоэлементы с внешним фотоэффектом или селеновые фотоэлементы, так как освещение под переменными углами нежелательно.

Шкалы приборов, построенных на основании этого закона, неравномерны, что затрудняет снятие отсчетов и приводит к ошибкам в измерении.

Метод закона Тальбота. Этот метод основан на том, что глаз, как и целый ряд физических приемников, реагирует с запаздыванием на световое раздражение. Применительно к глазу это объясняется тем, что зрительное ощущение возникает в нашем сознании в результате процессов распада светочувствительного вещества в палочках и колбочках, а эти процессы протекают во времени.

Практикой установлено, что время, потребное для возникновения зрительного ощущения, зависит от интенсивности источника света и длины волны излучения и составляет 0,1—0,25 с.

Если глаз подвергается периодическому раздражению, при котором свет определенной яркости сменяется темнотой, то зрительное восприятие такого раздражения зависит от частоты смены света и темноты. Когда источник света уже прекратил свое действие, вызванное им световое раздражение не исчезает сразу, и человек продолжает видеть источник в течение некоторого времени после того, как он исчез.

Допустим, что на пути светового потока находится диск с секторообразным вырезом (рис. V.9), насаженный на ось электродвигателя. Наблюдатель видит источник света через вырез в этом диске. Допустим, что число оборотов мотора постепенно увеличивается. Наблюдатель сначала будет замечать мигание света, но при достижении определенного числа оборотов глаз перестанет замечать мигание. Число прерываний света в секунду, при котором достигается ощущение неизменной яркости, называется *критической частотой*.

Критическая частота зависит от интенсивности излучения. Так, например,

$$\text{при } E \leq 0,1 \text{ лк} \quad \frac{1}{T} = 10;$$

$$\text{при } E = 10 \text{ лк} \quad \frac{1}{T} = 30;$$

$$\text{при } E = 100 \text{ лк} \quad \frac{1}{T} = 40,$$

где T — время полного оборота диска.

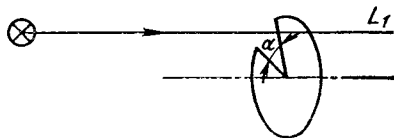


Рис. V.9. Схема прерывистого освещения

Яркость, наблюдаемая через вырез в диске, будет меньше яркости источника света.

Вращающийся диск меняет по существу не световой поток, а время его действия.

Согласно закону Тальбота, субъективно воспринимаемая яркость L_1 источника света во столько раз меньше истинной яркости L_0 этого источника, во сколько раз длительность одной вспышки источника света t меньше длительности всего периода смены света и темноты T , а именно:

$$\frac{L_1}{L_0} = \frac{t}{T}. \quad (\text{V.65})$$

Этот закон справедлив для частот выше критической. Критическая частота диска зависит от яркости источника; в среднем $1/T = 100$ Гц.

Отношение t/T можно рассматривать как коэффициент пропускания (прозрачность) τ , и тогда

$$\tau = \frac{t}{T}.$$

При постоянной скорости вращения диска и при одном вырезе в нем

$$\tau = \frac{\alpha}{360},$$

где α — угол секторообразного выреза.

Если диск имеет n вырезов, то

$$\tau = \frac{n\alpha}{360}.$$

Из последних выражений следует, что

$$L_1 = L_0 \frac{n\alpha}{360}. \quad (\text{V.66})$$

Изменяя угол α или число вырезов в диске, можно ступенчато или плавно менять наблюдаемую яркость.

На рис. V.10 приведена принципиальная схема с неподвижным диском и вращающимися призмами. Эта схема позволяет менять постепенно угол раскрытия выреза в диске без остановки мотора. Коэффициент пропускания такого устройства

$$\tau = \tau_1 \frac{\alpha}{360} = \tau_1 \tau_2; \quad (\text{V.67})$$

здесь τ_1 — коэффициент пропускания обеих призм (при отсутствии вращения); τ_2 — коэффициент пропускания, вызываемый прерыванием света при прохождении через вырез в круге. Следует иметь

в виду, что неполяризованный свет, проходя призмы и претерпевая при этом отражение от их граней, частично поляризуется. Значение коэффициента τ_1 меняется в зависимости от степени поляризации входящего в прибор света и положения плоскости поляризации.

Такой метод ослабления светового потока считается вторым по точности после закона квадратов расстояний.

Точность метода, основанного на законе Тальбота, зависит от точности выполнения вырезов в диске и от стабильности его угловой скорости. Такое светоослабляющее устройство не изменяет спектрального состава излучения.

Этот метод неприменим, если приемником излучения является вакуумный фотоэлемент с внешним фотоэффектом. Объясняется это тем, что эти фотоэлементы практически безынерционны и фототок изменяется одновременно с изменением освещенности.

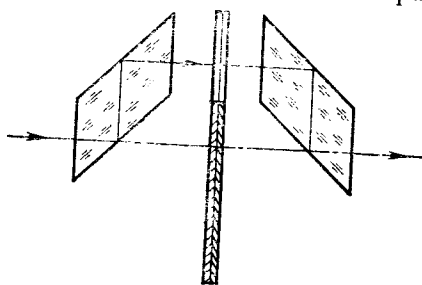


Рис. V.10. Схема прерывистого освещения с неподвижным диском

СВЕТООСЛАБЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

К этому классу устройств относятся поляризационные светоослабляющие устройства, диафрагмы и светофильтры.

Поляризационное светоослабляющее устройство. Если на пути пучка света установить две поляризационные призмы (или поляроиды), то при изменении угла ϕ между главными оптическими осями обеих призм будет изменяться и интенсивность прошедшего светового пучка.

Действие такого устройства объяснено в гл. IV.

Диафрагмы. Диафрагмы служат для ограничения светового потока, проходящего через них.

Диафрагмы устанавливают непосредственно за источником света или вблизи плоскости входного зрачка системы. Они позволяют непрерывно изменять световой поток пропорционально изменению площади отверстия диафрагмы.

В фотометрах обычно применяют симметричные диафрагмы, которые изменяют сечение светового пучка симметрично относительно оптической оси системы.

По форме отверстия наибольшее применение нашли круговые, квадратные и щелевые диафрагмы.

Устройство ирисовых диафрагм общеизвестно.

На рис. V.11 приведена принципиальная схема квадратной диафрагмы. Каждая из половинок 1 и 2 диафрагмы может перемещаться по винту 3, имеющему правую и левую резьбы, что позволяет симметрично изменять площадь отверстия диафрагмы.

Интенсивность светового потока пропорциональна площади раскрытия диафрагмы, а поэтому точность измерений с помощью диафрагм непосредственно зависит от точности их изготовления. Диафрагмы изменяют структуру светового пучка, вносят иногда виньетирование. Поэтому рекомендуется градуировку шкал диафрагмы производить с учетом оптики, с которой диафрагма будет работать. Если диафрагма установлена в плоскости входного зрачка системы, то площадь ее отверстия не должна быть больше площади входного зрачка. Очевидно, что чем больше входной зрачок, тем больше освещенность на сетчатке глаза, но это справедливо до тех пор, пока выходной зрачок системы меньше зрачка глаза.

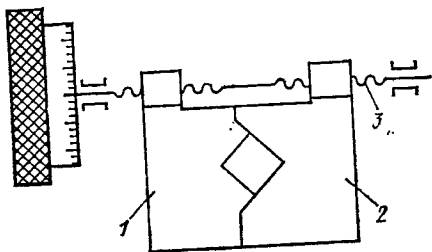


Рис. V.11. Симметричная квадратная диафрагма

Следовательно, изменением диаметра входного зрачка можно изменять освещенность до тех пор, пока изображение диафрагмы меньше зрачка глаза. Рекомендуется работать при небольших яркостях (приблизительно 6 кд/м^2), когда диаметр зрачка глаза равен 4—5 мм.

По принципу действия к диафрагмам близки фотометрические сетки (поглотители), обладающие неизбирательным поглощением. Сетки обычно выполняют из проволоки с площадью ячеек в 1 мм^2 и меньше и натягивают на металлический каркас. Устанавливают их, как правило, в плоскости входного зрачка системы.

Коэффициент ослабления D' сетки может быть подсчитан так же, как и оптическая плотность среды:

$$D' = \lg \frac{\Phi}{\Phi_0} = - \lg \tau. \quad (\text{V.68})$$

Фотометрические сетки не дают возможности непрерывно изменять световой поток.

Кроме рассмотренных устройств, для измерения светового потока могут быть использованы и другие методы.

В качестве светоослабляющих устройств применяют светопоглощающие среды, например засвеченную и хорошо проявленную фотопластинку, мелкозернистую эмульсию графита, нанесенную на прозрачную подложку, тонкий слой платины, нанесенный распылением на стекло, и др.

Широкое применение в фотометрии нашли линейные и круговые нейтральные клинья.

На рис. V.12, а приведена схема линейного клина.

Чтобы исключить неравномерность светового поля из-за неодинаковой толщины клина и сохранить направление светового пучка, к клину добавляется подклин. Клин и подклин вместе представляют

собой плоскопараллельную пластинку. Изменение плотности происходит за счет поступательного смещения клина в плоскости его главного сечения.

На рис. V.12, б приведена схема кругового нейтрального клина, оптическая плотность которого меняется по окружности.

При одинаковом перепаде оптической плотности круговые клинья меньше по габаритным размерам, чем линейные.

Фотометрические клинья обычно изготавливают методом напыления слоя с равномерно изменяющейся плотностью на стеклянную пластину.

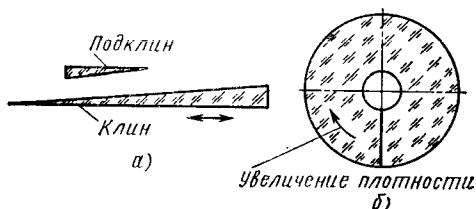


Рис. V.12. Фотометрические клинья:
а — линейный; б — круговой

Характеристикой линейного клина называют приращение оптической плотности на 10 мм длины клина, а для кругового клина — на 10° по окружности.

Для ослабления светового потока могут быть применены среды, рассеивающие свет, например матовое или молочное стекло, пластинки, окрашенные окисью магния, или слои сернистого бария. Но эти среды непригодны для количественного измерения степени ослабления светового потока.

Изменять интенсивность светового потока можно также, изменяя режим питания электрических источников света [(см. (V.62)].

§ 6. СВЕТОФИЛЬТРЫ

Светофильтром называют плоскопараллельный слой среды, который обладает избирательным пропусканием лучистой энергии или уменьшает общее количество лучистой энергии равномерно по всему спектру излучения.

Такие светофильтры называются *абсорбционными*.

Светофильтры можно классифицировать в зависимости от используемого оптического явления при фильтрации лучистого потока, а именно: поглощения света, интерференции, избирательного отражения, дисперсии, хроматической поляризации, рассеяния света и др.

По характеру поглощения лучистой энергии светофильтры можно разделить на две группы:

1) светофильтры, не изменяющие спектральной кривой распределения лучистой энергии по спектру, а только в одинаковой степени ослабляющие все отдельные монохроматические излучения; эти светофильтры, не изменяя цветности излучения, изменяют его интенсивность; такие светофильтры называются *нейтральными*, *серыми* или *ахроматическими*.

2) светофильтры, изменяющие в различной степени монохроматические излучения, составляющие лучистый поток; эти светофильтры дают возможность выделить из лучистого потока нужный спектральный интервал путем фильтрации излучения, например, при помощи среды, имеющей избирательное поглощение; такие светофильтры называются *селективными*.

По спектральным характеристикам светофильтры делятся на три группы:

1) полосовые светофильтры — светофильтры, пропускающие излучения в узкой полосе длин волн;

2) длинноволновые светофильтры — светофильтры, пропускающие волны, длиннее данной граничной длины волны;

3) коротковолновые светофильтры — светофильтры, пропускающие волны короче данной граничной длины волны.

Область применения светофильтров очень широка; они применяются, в частности, для следующих целей:

для выделения нужного узкого участка спектра источника;

для разделения суммарного потока излучения на отдельные участки по спектру;

для изменения чувствительности приемника излучения;

для выделения ультрафиолетовой или инфракрасной областей спектра;

для исключения эффектов, вносимых избирательным рассеянием или поглощением среды при фотографировании;

для улучшения видимости при неблагоприятных атмосферных условиях;

в качестве светоослабляющих устройств в фотометрических и колориметрических приборах.

По способу изготовления абсорбционные светофильтры могут быть разделены на следующие группы:

стеклянные окрашенные в массу;

желатиновые;

окрашенные пластмассы (в массу и поверхностно);

жидкие и газообразные;

кристаллические.

В последнее время, кроме абсорбционных светофильтров, находят широкое применение интерференционные и поляризационные светофильтры.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АБСОРБЦИОННЫХ СВЕТОФИЛЬТРОВ

Спектрофотометрическая характеристика абсорбционного светофильтра обычно дается в виде функций $\tau_\lambda = f(\lambda)$ или $D_\lambda = f_1(\lambda)$, т. е. в виде графической зависимости коэффициента пропускания или оптической плотности от длины волны.

Выше отмечалось, что

$$D_\lambda = -\lg \tau_\lambda,$$

где $\tau_\lambda = f(\lambda)$ — для селективного светофильтра (рис. V.13, а); $\tau_\lambda = \text{const}$ — для идеально нейтрального светофильтра (рис. V.13, б)

Изложенные выше положения о пропускании, отражении и поглощении света на границе двух сред полностью применимы к светофильтрам.

В дополнение следует заметить, что коэффициенты τ_λ и D_λ учитывают только поглощение в среде.

Если учесть потери на отражение от двух поверхностей светофильтра, то выражения для коэффициента пропускания и оптической плотности принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \tau'_\lambda &= (1 - \rho)^2 \tau_\lambda; \\ D'_\lambda &= -\lg \tau'_\lambda; \\ D'_\lambda &= D_\lambda + D_\rho = K_\lambda x + D_\rho; \\ D_\rho &= -2 \lg (1 - \rho), \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.69})$$

где K_λ — показатель поглощения при толщине слоя 1 мм; x — толщина слоя.

Иногда при работе со светофильтром необходимо знать, насколько он ослабляет суммарный световой поток, т. е. необходимо знать интегральный коэффициент τ_Σ пропускания светофильтра.

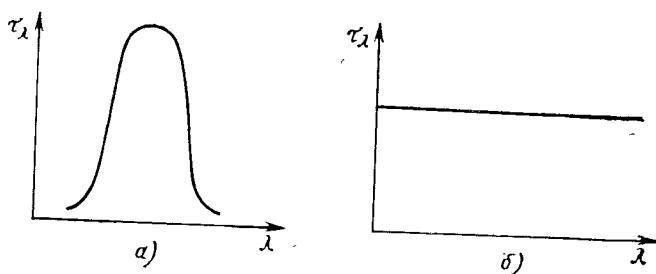


Рис. V.13. Спектрофотометрические кривые светофильтров:
а — селективного; б — нейтрального

Если на светофильтр падает излучение Φ_λ , то интегральный коэффициент пропускания может быть вычислен по следующей формуле:

$$\tau_\Sigma = \frac{\int \Phi_\lambda V_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int \Phi_\lambda V_\lambda d\lambda} = \frac{\Phi_2}{\Phi_1}, \quad (\text{V.70})$$

где Φ_λ — спектральная интенсивность падающего излучения; V_λ — спектральная чувствительность приемника; τ_λ — спектральный коэффициент пропускания светофильтра; Φ_2 — поток, прошедший через фильтр; Φ_1 — поток, упавший на светофильтр.

Вычисление интегралов можно выполнить графоаналитически (рис. V.14). В прямоугольной системе координат строятся кривые Φ_λ , V_λ и τ_λ . Перемножив соответствующие ординаты кривых Φ_λ и V_λ , получают кривую $\Phi_\lambda V_\lambda$, а перемножив ординаты кривых Φ_λ , V_λ и τ_λ — кривую $\Phi_\lambda V_\lambda \tau_\lambda$.

Площадь Φ_1 дает интеграл, стоящий в знаменателе выражения (V.70), а площадь Φ_2 — интеграл в числителе этого выражения.

Светофильтр характеризуется также длиной волны $\lambda_{\max}$, при которой он имеет максимальное пропускание в рабочей части спектра, и длиной волны $\lambda_{\text{пред}}$, которая соответствует границе пропускания.

При переходе от $\lambda_{\max}$ и $\lambda_{\text{пред}}$ коэффициент пропускания уменьшается в 2 раза, а оптическая плотность возрастает на 0,3.

Иногда также пользуются понятием *крутизны* K светофильтра, которая численно выражается разностью оптических плотностей, соответствующих $\lambda_{\text{пред}}$ и $\lambda_{\text{пред}-20 \text{ нм}}$:

$$K = D_{\lambda_{\text{пред}-20 \text{ нм}}} - D_{\lambda_{\text{пред}}} \quad (\text{V.71})$$

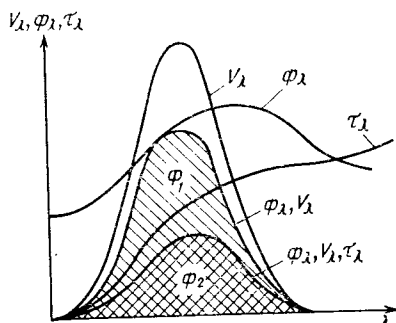


Рис. V.14. Схема определения интегрального коэффициента пропускания

Цветовая характеристика светофильтров выражается значениями координат цветности x и y для источников излучения A и B (см. гл. VI) и общим интегральным коэффициентом пропускания τ_Σ .

Следует иметь в виду, что при изменении температуры изменяются спектрофотометрические характеристики светофильтров. У стеклянных светофильтров повышение температуры обычно вызывает сдвиг кривой спектрального поглощения в длинноволновую область спектра. Это явление особенно характерно для желтых, оранжевых и красных стекол. Для этих светофильтров повышение температуры на 10°C приводит к сдвигу кривых поглощения на 1—4 нм.

Длительное облучение светофильтров ультрафиолетовыми лучами также может привести к изменению их спектрального поглощения.

МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ АБСОРБЦИОННЫХ СВЕТОФИЛЬТРОВ

Светофильтры из стекла, окрашенного в массу, называются также *цветными стеклами*.

Цветные стекла выпускаются нашей промышленностью в соответствии с требованиями ГОСТ 9411—66.

Образцы стекол поставляются в виде квадратных пластин размером 80×80 или 40×40 мм и толщиной от 2 до 6 мм.

Все цветные стекла по цвету пропускаемого излучения подразделяются на следующие группы: ультрафиолетовые УФС, фиолетовые ФС, синие СС, сине-зеленые СЗС, зеленые ЗС, желто-зеленые ЖЗС, желтые ЖС, оранжевые ОС, красные КС, инфракрасные ИКС, пурпурные ПС, нейтральные НС, темные ТС и белые БС.

В пределах каждой группы имеется несколько марок цветных стекол, которые обозначаются соответствующей цифрой. Например, ЖС-11, ЖС-12, что означает: желтый стеклянный одиннадцатый и желтый стеклянный двенадцатый.

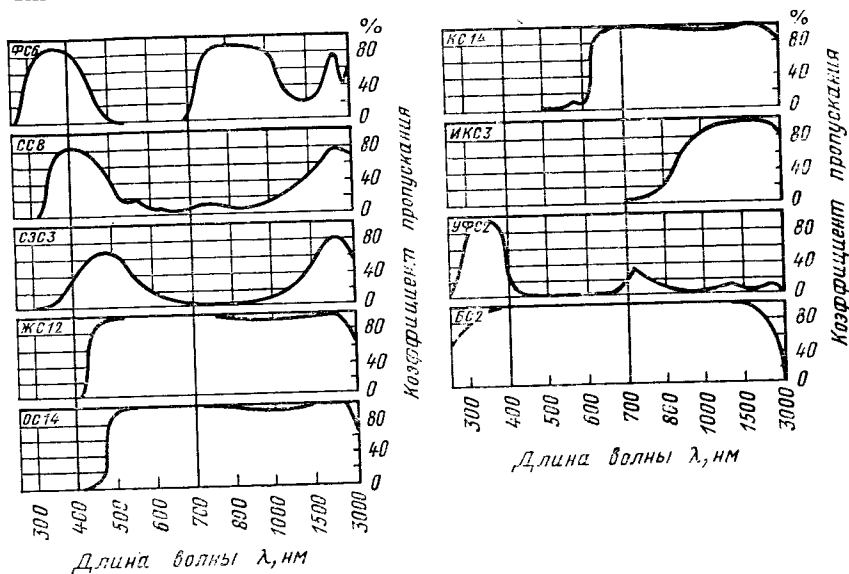


Рис. V.15. Спектральные характеристики стеклянных светофильтров

При производстве цветных стекол в расплавленную массу стекла добавляются красители (окись меди, селен, окись хрома, сульфид кадмия и др.).

Стеклянные светофильтры по сравнению с жидкими, желатиновыми и пластмассовыми светофильтрами более устойчивы по спектральным характеристикам, термостойки, могут быть изготовлены с меньшей клиновидностью и с меньшими отклонениями от плоскости.

На рис. V.15 приведены спектральные характеристики некоторых типичных и широко применяемых цветных стекол толщиной 1 мм.

Ограниченность выбора неорганических красителей до некоторой степени сужает возможность изготовления стеклянных светофильтров с желаемыми спектральными характеристиками.

Желатиновые светофильтры представляют собой тонкую пленку желатины, которая окрашена в массе органическими красителями.

Эта пленка (толщиной 0,05—0,1 мм) наносится на прозрачную подложку или помещается между двумя стеклами, склеенными пихтовым бальзамом.

Заклейка пленки между двумя стеклами предохраняет ее от действия влаги и температуры, а также уменьшает рассеяние света и потери на отражение.

Эти светофильтры просты в изготовлении и при большом выборе органических красителей обеспечивают получение разнообразных спектральных свойств.

К недостаткам желатиновых светофильтров следует отнести их плохую светостойчивость, т.е. выцветание под действием света,

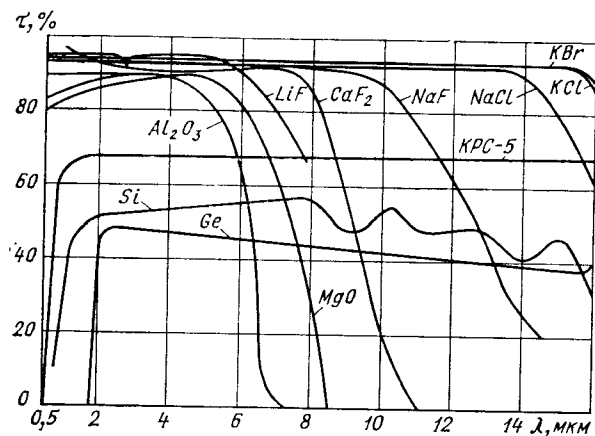


Рис. V.16. Спектральные характеристики некоторых кристаллических светофильтров

особенно под действием ультрафиолетового облучения, что ведет к изменению их спектральных характеристик.

Желатиновые светофильтры неустойчивы при нагреве. Нагрев до температуры свыше 40° С может привести к размягчению пихтового бальзама и расклейке светофильтра.

Светофильтры из пластмасс окрашиваются в массу, а также путем поверхностного нанесения спиртового раствора красителя на прозрачную пластмассовую подложку. Иногда пленка окрашенной пластмассы накладывается на стеклянную основу. В качестве красителей в основном применяют органические.

Пленками в пластмассовых светофильтрах обычно служат целлофан, нейлон и поливиниловые соединения.

К преимуществам пластмассовых светофильтров можно отнести сравнительно большую механическую прочность. Хорошим физическим свойством пластмасс является высокая прозрачность.

Прозрачность таких материалов, как, например, люцита, перспекса и транспекса, выше прозрачности стекла. К достоинствам следует отнести и сравнительную легкость обработки пластмасс. Но эти светофильтры не имеют высокой оптической точности и не выдерживают температур свыше 100° С.

Жидкие светофильтры представляют собой растворы солей в дистиллированной воде. Эти растворы наливают в кюветы с прозрачными плоскопараллельными стенками. Преимуществом жидких светофильтров является то, что с их помощью можно добиться весьма точной воспроизводимости спектральных характеристик; эти фильтры, однако, неудобны в эксплуатации. Жидкие светофильтры используют для преобразования излучения источника *A* в излучения источников *B* и *C* (стандартные источники света).

Кристаллические светофильтры применяют в основном для исследований в инфракрасной области спектра.

На рис. V.16 приведены спектральные кривые коэффициента пропускания светофильтров, изготовленных из наиболее широко применяемых кристаллических материалов; в табл. V.3 указаны толщина образцов, их показатель преломления и область пропускания.

Таблица V.3

Кристаллические светофильтры

Материал	Формула	Толщина, мм	Показатель преломления в области 2—4 мкм	Область пропускания, мкм
Фтористый натрий	NaF	2,04	1,32	0,4—11
Фтористый литий	LiF	1	1,37	0,18—6
Флюорит	CaF ₂	7	1,42	0,18—9,5
Хлористый калий	KCl	10	1,47	0,38—21
Хлористый натрий	NaCl	10	1,52	0,3—15
Бромистый калий	KBr	10	1,54	0,21—27
Периклас	MgO	5,4	1,68	0,25—8,5
Сапфир	Al ₂ O ₃	1	1,7	0,17—6
KPC-5	TeBr + TeJ	2	2,4	0,5—40
Кремний	Si	0,5	3,4	1,2—40
Германий	Ge	2	4,0	1,8—16

НЕПОГЛОЩАЮЩИЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ

Выше отмечалось, что для фильтрации лучистого потока может быть использован целый ряд физических явлений. Общим недостатком абсорбционных светофильтров является то, что они недостаточно селективны, поэтому иногда применяют фильтры других типов.

Рассмотрим фильтры, действие которых обусловлено избирательным рассеянием на малых частицах. Фильтрующий эффект получается в том случае, когда малые по сравнению с длиной волны частицы находятся во взвешенном состоянии в прозрачной среде. Показатель преломления среды и взвешенных в ней частиц изменяется с изменением длины волны падающего излучения. Но для какой-либо длины волны λ показатели преломления среды и ча-

стиц могут быть равны. Лучи данной длины волны пройдут через такой светофильтр, а лучи иных длин волн, для которых показатели преломления обоих веществ неодинаковы, будут рассеиваться взвешенными в среде частицами.

Рэлей установил, что если в воздушной среде имеются малые по сравнению с длиной волны частицы, то они рассеивают свет так, что яркость рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны рассеиваемого света, т. е. яркость

$$L = k \frac{1}{\lambda^4}, \quad (V.72)$$

где λ — длина волны; k — коэффициент пропорциональности.

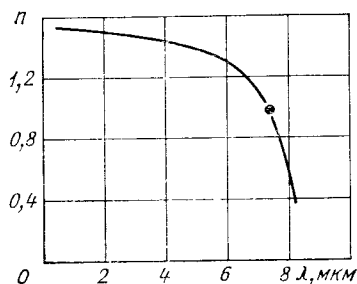


Рис. V.17. График дисперсии кварца (обыкновенный луч)

Чем больше длина волны излучения, тем оно меньше рассеивается в атмосфере при прочих равных условиях. Например, фиолетовые лучи примерно в 80 раз рассеиваются больше инфракрасных. Для получения фильтра в виде взвесей с узкими спектральными характеристиками все взвешенные частицы должны иметь одинаковый размер. Такие одинаковые частицы можно отобрать путем осаждения в жидкости с использованием закона Стокса.

На рис. V.17 приведен график дисперсии кварца для обыкновенного луча (кварц кристаллический). Видно, что если частицы кварца взвешены в воздухе, то такая среда будет пропускать лучи с длиной волны 7,4 мкм.

Кроме взвесей, применяются также *порошковые светофильтры*, действие которых основано на явлении диффузного рассеяния падающей лучистой энергии мелкими частицами, нанесенными на прозрачную пластинку.

Порошок можно наносить на поверхность пластинки напылением или осаждением из раствора.

Пропускание порошковых светофильтров зависит от размера частиц. Наибольшее пропускание будет в случае, когда размеры частиц и длина волны луча соизмеримы.

Характеристики таких светофильтров зависят также от толщины слоя, нанесенного на пластинку.

Порошковые светофильтры изготовляют из окиси цинка или магния, теллура, селена, висмута и других материалов.

Если поверхность пластинки из прозрачного материала сделать шероховатой, то такая пластинка может быть использована как светофильтр. Характеристики светофильтров с шероховатыми поверхностями зависят от степени шероховатости.

Лучи с длинами волн, меньшими размеров частиц шероховатости поверхности, рассеиваются, а лучи, длина волны которых

значительно больше этих размеров, свободно проходят через светофильтр. Например, для пропускания лучей с длинами волн от 2 до 7,5 мкм частицы должны иметь размеры от 0,22 до 2,5 мкм.

Полосовой светофильтр можно получить с помощью прерывателя, который представляет собой вращающийся диск с вырезом. Излучение воспринимается приемником, настроенным на определенную частоту модуляции, т. е. приемник может воспринимать только излучения, модулированные с частотой вращения прерывателя.

Допустим, что диск изготовлен из материала, пропускающего излучения с длиной волны не более 5 мкм. При неподвижном диске на приемник попадут лучи этого диапазона длин волн, но он не будет на них реагировать.

При вращающемся диске будут модулированы излучения с длинами волн более 5 мкм, на которые приемник будет реагировать. Если, например, приемник реагирует только на излучения до 6 мкм, то такое устройство будет работать как полосовой светофильтр с пропусканием от 5 до 6 мкм.

КОРРЕКЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ

На практике часто бывает необходимо изменить цветовую температуру излучателя или привести чувствительность приемника лучистой энергии к чувствительности по спектру другого приемника.

Это можно сделать с помощью коррекционных (компенсационных) светофильтров, которые избирательно срезают определенную область спектра излучения.

Спектральную характеристику коррекционного фильтра можно найти по формуле

$$\tau_{\lambda} = \frac{V_{\lambda}}{V'_{\lambda}}, \quad (V.73)$$

где τ_{λ} — спектральный коэффициент пропускания коррекционного светофильтра; V_{λ} — спектральная чувствительность приемника; V'_{λ} — желаемая спектральная чувствительность приемника вместе с коррекционным фильтром.

По кривой τ_{λ} подбирают или изготавливают коррекционный светофильтр.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ

Действие интерференционных светофильтров основано на явлении интерференции в пластинках или тонких пленках.

В простейшем случае интерференционные светофильтры представляют собой эталон Фабри—Перо с тем отличием, что между двумя стеклянными пластинками, покрытыми полупрозрачным слоем, находится не воздух, а тонкий слой прозрачного диэлектрика.

Теория этих светофильтров аналогична теории интерферометра Фабри—Перо. Интерференционные светофильтры выпускают двух типов. Одни из них работают в проходящем свете, а другие — в отраженном свете или одновременно в том и другом (светоделители).

В настоящее время интерференционные светофильтры изготовляют многослойными: они состоят из ряда последовательно соединенных эталонов Фабри—Перо. В таких светофильтрах увеличен коэффициент пропускания за счет удаления металлических отражающих слоев.

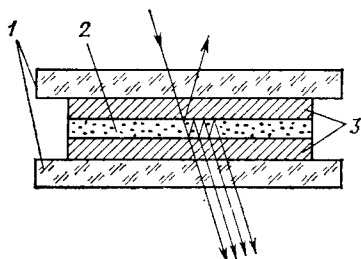


Рис. V.18. Принципиальная схема интерференционного светофильтра

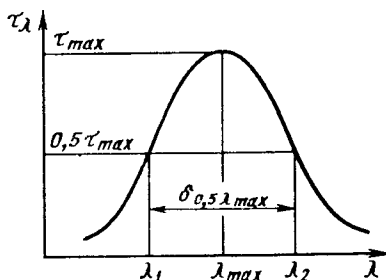


Рис. V.19. Полуширина пропускания светофильтра

Показатели преломления смежных слоев пленки диэлектрика должны возможно больше различаться между собой, а оптическая толщина, число и материал слоев определяются требуемой спектральной характеристикой фильтра.

На рис. V.18 приведена принципиальная схема интерференционного светофильтра. На строго плоскопараллельные защитные пластинки 1 нанесены полупрозрачные металлические слои 3 серебра или алюминия, между которыми находится слой диэлектрика 2.

В светофильтре происходит явление многолучевой интерференции в результате многократных отражений луча от полупрозрачных слоев.

От толщины слоя диэлектрика зависит область пропускания светофильтра, и эта толщина должна быть кратна $\lambda_{\max}/2$. Длина волны $\lambda_{\max}$, соответствующая $\tau_{\max}$, зависит от разности хода лучей Δ , которая определяется выражением

$$\Delta = 2dn = m\lambda_{\max}, \quad (V.74)$$

где d — толщина прозрачного слоя; n — показатель преломления слоя; m — порядок интерференции фильтра.

В проходящем свете интерферируют лучи, претерпевшие четное число отражений, а в отраженном — нечетное число отражений от металлического слоя.

В результате интерференции в проходящем свете остаются лучи с длиной волны, равной удвоенной толщине диэлектрического слоя.

Интерференционные светофильтры по сравнению с абсорбционными могут выделять более узкие области спектра и имеют больший коэффициент пропускания. Например, коэффициент пропускания многослойных интерференционных светофильтров доходит до 90%.

Полуширина области пропускания интерференционного светофильтра может быть подсчитана по приближенной формуле

$$\delta_{0,5\lambda_{\max}} \approx \frac{1-\rho}{\pi m} \lambda, \quad (V.75)$$

где ρ — коэффициент отражения металлического слоя.

Полушириной полосы пропускания ($\delta_{0,5\lambda_{\max}}$) называется ширина спектрального интервала, на границах которого (рис. V.19)

$$\tau_{\lambda} = 0,5\tau_{\max}.$$

Обычно $\delta_{0,5\lambda_{\max}}$ выражается в процентах от $\lambda_{\max}$.

Положение полосы пропускания интерференционных светофильтров в значительной степени зависит от угла наклона падающего на них пучка.

В табл. V.4 приведены параметры некоторых материалов, применяемых для многослойных пленок интерференционных светофильтров.

На рис. V.20 показана для примера кривая спектрального пропускания многослойного интерференционного светофильтра 15ПВНВ2НВНВНВ2НВН.

Таблица V.4

Показатель преломления материалов,
применяемых для многослойных пленок

Наименование материала	Химическая формула	Показатель преломления в ИК области
Материалы для вакуумного способа		
Цинк сернистый	ZnS	2,2—2,3
Сурьма трехсернистая	Sb ₂ S ₃	2,5—2,7
Германий	Ge	4,0
Теллур	Te	4,8—5,4
Магний фтористый	MgF	1,35—1,40
Криолит	Na ₃ AlF ₆	1,32—1,38
Строций фтористый	SrF ₂	1,38—1,40
Материалы для гидролизного способа		
Двуокись кремния	SiO ₂	1,45
Двуокись титана	TiO ₂	2,2
Оксид тория	ThO	2,0

В маркировке светофильтра приняты следующие условные обозначения: 15 — число элементарных слоев, составляющих данную многослойную интерференционную систему; П — подложка; В — слой с высоким показателем преломления; Н — слой с низким показателем преломления.

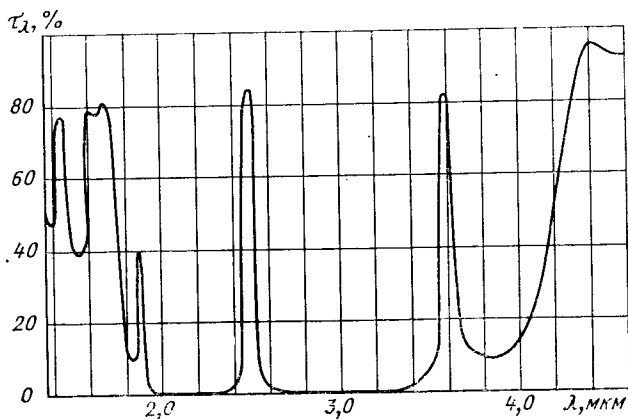


Рис. V.20. Экспериментальная кривая пропускания многослойного интерференционного светофильтра 15ПВНВ2НВНВНВ2НВН:
 $n_{\text{П}} = 1,38$; $n_{\text{В}} = 2,5$; $n_{\text{Н}} = 1,38$

§ 7. ВИЗУАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ФОТОМЕТРИИ

ОСНОВНЫЕ ЧАСТИ ФОТОМЕТРА

Визуальный фотометр обычно имеет следующие конструктивные элементы:

- одну или две испытательные пластинки;
- устройство, позволяющее менять освещенность испытательных пластинок;
- устройство для образования полей сравнения;
- зрительную трубку или лупу.

Рассмотренные в §§ 5 и 6 этой главы методы количественного изменения светового потока и светофильтры применяются как в визуальных, так и в объективных фотометрах.

В визуальных фотометрах эти методы используются при создании устройств для изменения освещенности испытательных пластинок.

Испытательная пластинка предназначена для предохранения глаза наблюдателя от непосредственного действия источника света. Свет источника направляется на белую, матовую испытательную пластинку. Пластинка должна быть белой, чтобы не изменялся спектральный состав падающего на нее излучения, и должна быть матовой, чтобы рассеивать отраженный свет и являться равнояркой по всем направлениям.

В качестве материалов для получения испытательных пластинок применяют гипс, окись магния, углекислый магний, сернобариевую соль и др.

Коэффициент отражения таких пластинок лежит в пределах 0,92—0,99.

Устройства для образования полей сравнения должны отвечать следующим требованиям:

сравниваемые поля должны разделяться тонкой линией раздела, которая исчезает при уравнивании яркостей полей;

поля должны быть одноцветными и равномерно освещенными;

угловые размеры полей должны укладываться в пределы $\pm 2,5$ — 3° при их яркости от 5 до 250 кд/м².

В качестве устройств для создания полей сравнения применяют разделительные куб-призмы Льюмера — Бродхуна, бипризму Френеля, зеркала, призму Ритчи и др.

Куб-призма Льюмера — Бродхуна. В схеме, показанной на рис. V.21, две призмы полного внутреннего отражения посажены на оптический контакт по диагональным плоскостям. Нижняя призма является обычной прямоугольной призмой, а диагональная часть верхней призмы сделана частично шаровой или конусной, так что контакт этих призм осуществляется по плоскости круга с диаметром AB . На куб-призму падают два световых потока I и II под углом 90° друг к другу. Через площадь оптического контакта световые потоки проходят, не меняя направления. Часть светового потока II отражается от диагональной грани нижней призмы и направляется в глаз параллельно световому потоку I , прошедшему через площадь контакта.

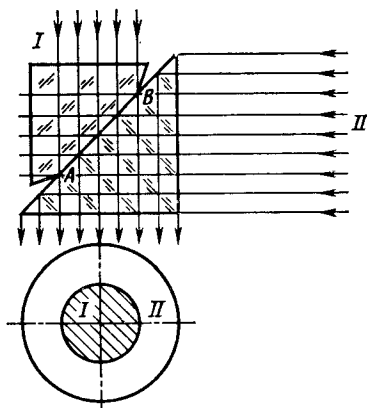


Рис. V.21. Куб-призма Льюмера — Бродхуна

Поля сравнения имеют вид круга, образованного потоком I , и кольца, образованного потоком II , которые разделены тонкой окружностью.

Если яркости, создаваемые световыми потоками I и II , одинаковы, то линия раздела полей сравнения становится невидимой. Рекомендуется, чтобы поле зрения таких полей сравнения не превышало 4° , при этом погрешность измерения получается порядка 1—2%.

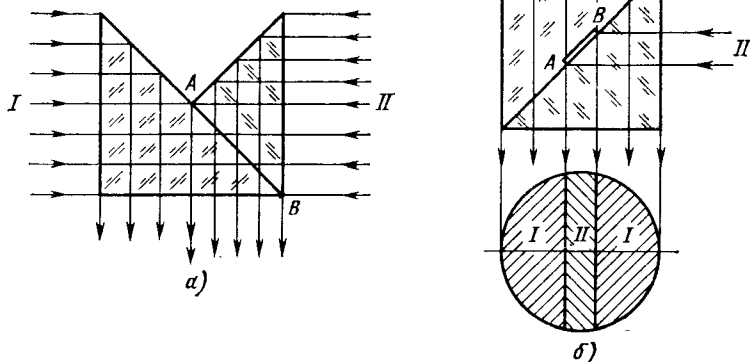
На рис. V.22 изображены разделительные куб-призмы, принцип действия которых аналогичен предыдущему и точность измерения того же порядка.

Куб-призма, показанная на рис. V.22, а, представляет собой две прямоугольные призмы, которые на участке AB посажены на

оптический контакт. Поля сравнения такой куб-призмы разделены прямой линией раздела.

Куб-призма, приведенная на рис. V.22, б, создает так называемые чередующиеся поля сравнения. На диагональной грани верх-

Рис. V.22. Куб-призмы Льюмюра:
а — с соприкасающимися полями; б — с чередующимися полями



ней призмы сделана выемка шириной AB , а по остальной площади диагональной грани она имеет оптический контакт с нижней призмой.

Льюмером и Бродхуном предложена куб-призма для создания контрастных полей сравнения. Один из вариантов такой куб-

призмы приведен на рис. V.23. Нижняя призма куб-призмы является обычной призмой полного внутреннего отражения. На диагональной плоскости верхней призмы сделаны малой глубины выемки, контур которых заштрихован и обозначен цифрой II (в нижней части рис. V.23). Вне поля выемок диагональные грани призм посажены на оптический контакт. Пучки света I и II , идущие от испытательных пластинок, проходят сквозь куб-призму в месте оптического контакта, создавая поле I , и отражаются от диагональной плоскости, образуя поле сравнения II . На пути световых пучков, образующих трапецевидные участки полей сравнения, устанавливают прозрачные стекла

Рис. V.23. Куб-призма с контрастными полями сравнения

C_1 и C_2 ($\rho = 8 \div 10\%$) или просветленные стекла ($\rho = 3 \div 5\%$). Поэтому наблюдатель будет видеть трапеции менее светлыми, чем другая часть того же поля сравнения. Уравнивание яркостей полей сравнения будет иметь место тогда, когда яркость трапеций будет одинаковой, но они будут наблюдаться более тем-

ными по сравнению с окружающим фоном. Если окраска полей I и II (не трапеций) одинакова, то граница между этими полями исчезнет. В полях сравнения создается одинаковый контраст, что дает возможность выполнить измерения с ошибкой не более $\pm 0,25\%$.

Разделительные кубики можно считать одними из наилучших устройств для создания полей сравнения.

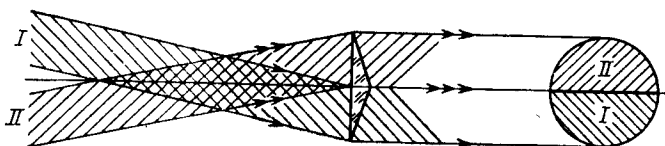


Рис. V.24. Ход параллельных пучков через бипризму

Бипризма Френеля. Бипризма также широко применяется для создания полей сравнения. Она представляет собой призму, имеющую в главном сечении два острых и один тупой угол. Ребро тупого угла создает линию раздела полей сравнения, поэтому здесь не должно быть фаски. Величина преломляющих (острых) углов α бипризмы зависит от угла ω наклона к оптической оси падающих на бипризму пучков лучей:

$$\alpha \approx \frac{\omega}{n-1}, \quad (\text{V.76})$$

где n — показатель преломления материала бипризмы.

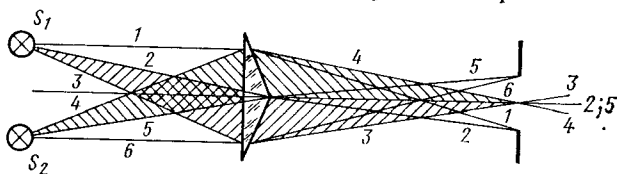


Рис. V.25. Ход лучей через бипризму

На рис. V.24 показан ход параллельных пучков через бипризму от двух сравниваемых источников света. По выходе из бипризмы пучки идут, пространственно соприкасаясь.

На рис. V.25 показан ход лучей через бипризму от двух источников S_1 и S_2 . После бипризмы средние лучи 2 и 5 пучков пространственно соприкасаются, а внешние лучи 1, 3 и 4, 6 пучков срезаются окулярной диафрагмой.

Бипризма обычно устанавливается в фокальной плоскости объективов фотометра и ее оправа выполняет роль диафрагмы поля зрения (рис. V.26), т. е.

$$\text{tg } W = \frac{D}{2f'_{\text{об}}}, \quad (\text{V.77})$$

где W — половина угла поля зрения; D — диаметр оправы би-призмы; $f'_{об}$ — фокусное расстояние объектива.

Разделительные зеркала. В качестве разделителей полей сравнения применяют зеркала, которые обычно представляют собой круг-

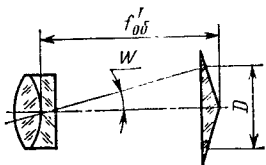


Рис. V.26. Схема расположения би-призмы относительно объектива

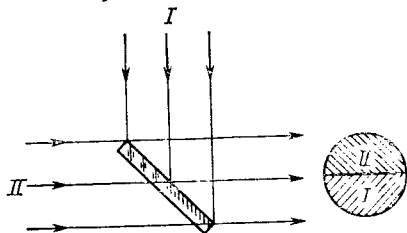


Рис. V.27. Зеркальный разделитель полей сравнения

лые плоскопараллельные стекла, наполовину посеребренные (рис. V.27).

Поле одной испытательной пластинки наблюдатель видит в отраженных от зеркала лучах, поле другой пластинки — в лучах, прошедших через непосеребренную часть.

ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Измерение силы света. Силу света удобно определять по освещенности, используя закон квадратов расстояний. Установку обычно собирают на светомерной скамье (рис. V.28). Такую установку иногда называют *линейным фотометром*.

На скамье между измеряемой лампой 3 и образцовой светоизмерительной лампой 1 помещается светомерная головка 2. Расстоя-

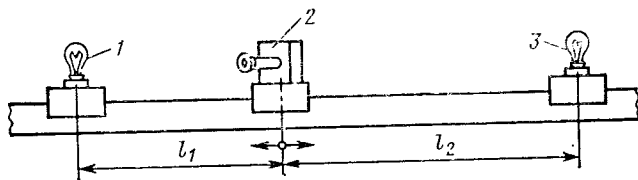


Рис. V.28. Схема линейного фотометра

ния от ламп до испытательной пластинки светомерной головки измеряются по шкале.

На рис. V.28 приведен вариант схемы, в котором лампы неподвижны, а головка может перемещаться, изменяя при этом l_1 и l_2 .

Принципиальная схема светомерной головки приведена на рис. V.29. Свет от эталона 1 и испытуемого источника 3 падает на матовую испытательную пластинку 2, а затем с помощью призм и разделительной куб-призмы в поле зрения создаются два смежных поля сравнения.

Перемещая один из источников (или головку между источниками), можно добиться уравнивания полей сравнения, т. е. добиться одинаковой освещенности на обеих сторонах испытательной пластинки. Применительно к рис. V.28 при равных освещенностях на сторонах испытательной пластинки имеем $E_3 = E$, где

$$E_3 = \frac{I_3}{l_1^2}; \quad E = \frac{I}{l_2^2};$$

тогда

$$\frac{I_3}{l_1^2} = \frac{I}{l_2^2},$$

откуда

$$I = I_3 \frac{l_2^2}{l_1^2}. \quad (V.78)$$

Измерение освещенности.

Освещенность измеряется с помощью люксметров.

На рис. V.30 представлена принципиальная схема люксметра, который был разработан для определения освещенности на рабочих местах.

Свет от лампы сравнения 2, положение которой можно регулировать винтом 1, падает на испытательную пластинку 6. Освещенность испытательной пластинки зависит от угла ее наклона. Отраженный от пластинки 6 световой пучок зеркалом 7 направляется на разделительную пластинку 8, после которой попадает в окуляр 11. В результате такого хода лучей создается одно поле сравнения, яркость которого зависит от освещенности пластинки 6.

Вторым полем сравнения является испытательная пластинка 10, освещаемая непосредственно от испытуемого источника света.

Уравнивание полей сравнения осуществляется поворотом пластинки 6 (от рукоятки через косинусный кулачок). С рукояткой связан отсчетный индекс с помощью которого по шкале 5 отсчитывается освещенность в люксах.

При вращении рукоятки освещенность на пластинке 6 изменяется пропорционально косинусу угла падения лучей. Шкала 5 прибора имеет 60 делений. Погрешность прибора растет с увеличением угла падения лучей на пластинку 6 и достигает 10%.

Для увеличения диапазона измерений при замере малых освещенностей включается нейтральный фильтр 4 ($\tau = 0,1$), а при больших освещенностях на объекте измерения — сменные нейтральные светофильтры 9. Конструктивно три сменных светофи-

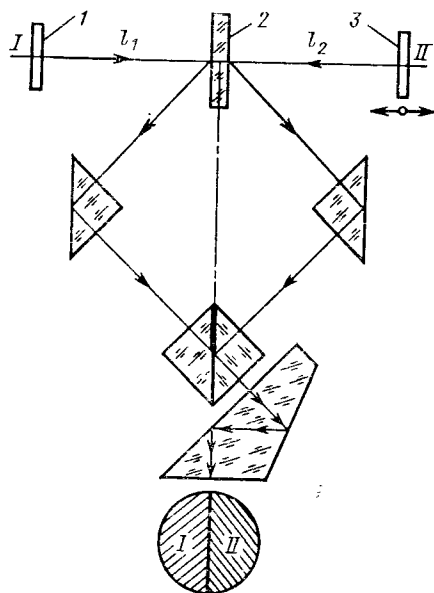


Рис. V.29. Светомерная головка

тра 9 закреплены в револьверной пластине, которая имеет четвертое свободное отверстие. Коэффициенты пропускания этих светофильтров 0,1; 0,01 и 0,001.

При замере освещенности неба в ход лучей вводят голубой фильтр 3 ($\tau = 0,25$).

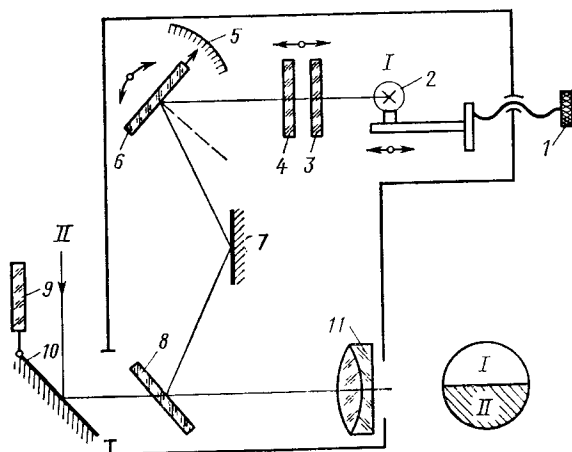


Рис. V.30. Визуальный люксметр

Светофильтры-поглотители дают возможность расширить диапазон измерения от 0,3 до 60 000 лк.

Недостатком прибора является то, что он не обеспечивает неизменного значения коэффициента яркости пластинки 6 и одинаковый спектр полей сравнения для всех случаев измерения.

Этот прибор можно также использовать для измерения силы света, яркости, коэффициента отражения и пропускания.

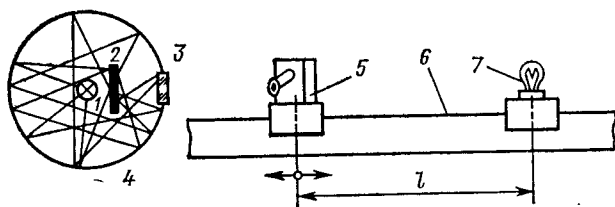


Рис. V.31. Схема измерения светового потока

Измерение светового потока. Световой поток можно определить зная освещенность, силу света или яркость.

При измерениях световых потоков обычно применяют светомерные шары, которые иногда называют шаровым фотометром, или шаром Ульбрихта. Шаровой фотометр представляет собой полый металлический шар диаметром от 0,5 до 3 м и более, внутренняя поверхность которого выкрашена белой матовой краской.

Такие шары обычно состоят из двух половинок. Внутри шара подвешивается лампа 1 (рис. V.31), а в экваториальной зоне шара делают небольшое окно 3, закрытое молочным стеклом. Между лампой и окном устанавливается непрозрачный экран 2, выкрашенный с двух сторон белой матовой краской. Этот экран защищает окно 3 от попадания прямых лучей от лампы. Лучи от лампы многократно отражаются от внутренней поверхности шара, поэтому эта поверхность имеет уравненную освещенность. Рядом с шаром 4 установлена светомерная скамья 6, на которой помещены светомерная головка 5 и лампа сравнения 7.

Внутри шара подвешивается испытуемая лампа. Перемещая головку 5, добиваются уравнивания яркостей полей сравнения, после чего по шкале прибора определяют расстояние l от испытательной пластинки головки до лампы сравнения 7. Затем в шар на место испытуемой лампы устанавливают эталонную лампу и, проделав аналогичные операции, получают размер l_0 . Тогда световой поток испытуемой лампы

$$\Phi = \Phi_0 \frac{l_0^2}{l^2}, \quad (\text{V.79})$$

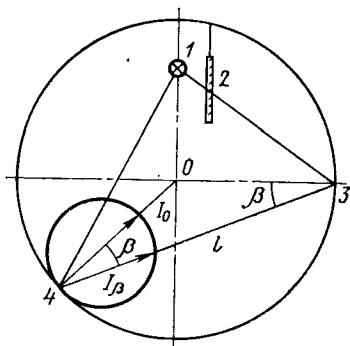


Рис. V.32. Светомерный шар:
1 — лампа; 2 — бленда; 3 — молочное стекло; 4 — элементарная площадка

где Φ_0 — световой поток от эталонной лампы. Если отражение света от внутренней поверхности шара подчиняется закону Ламберта, то освещенность E окна 3 пропорциональна полному световому потоку от лампы, подвешенной внутри шара, т. е.

$$E = c\Phi, \quad (\text{V.80})$$

где c — коэффициент пропорциональности, зависящий от размеров шара и его окраски.

Коэффициент c можно определить экспериментально с помощью эталонной лампы или вычислить теоретически, считая внутреннюю поверхность шара идеально рассеивающей.

На рис. V.32 представлена схема светомерного шара, подобная изображенной на рис. V.31. Предположим, что коэффициент отражения ρ одинаков для всей внутренней поверхности шара. В этом случае, если на элементарную поверхность 4 падает от лампы световой поток $d\Phi$, то в направлении окна 3 отразится поток

$$d\Phi_1 = \rho d\Phi.$$

С другой стороны, для поверхности, подчиняющейся закону Ламберта, имеем

$$d\Phi_1 = \pi I_0.$$

Следовательно, $\pi I_0 = \rho d\Phi$, откуда

$$I_0 = \frac{\rho d\Phi}{\pi}.$$

Освещенность dE , создаваемая поверхностью 4 в точке 3,

$$dE = \frac{I_\beta \cos \beta}{l^2}, \quad (V.81)$$

где I_β — сила света в направлении стекла 3, определяемая равенством

$$I_\beta = I_0 \cos \beta = \frac{\rho d\Phi \cos \beta}{\pi}.$$

Так как

$$l^2 = 4r^2 \cos^2 \beta,$$

то, подставляя значение l^2 в уравнение (V.81), находим, что освещенность молочного стекла 3 за счет только одной элементарной поверхности шара может быть выражена формулой

$$dE = \frac{\rho d\Phi \cos^2 \beta}{4\pi r^2 \cos^2 \beta} = \frac{\rho d\Phi}{4\pi r^2}.$$

Полная освещенность, создаваемая световым потоком, отраженным первый раз от всей поверхности шара, будет равна сумме освещенностей, создаваемых элементарными площадками:

$$E_1 = \sum dE = \frac{\rho \Phi}{4\pi r^2};$$

Аналогично этому определяем освещенность стекла 3 за счет вторичного и последующих отражений светового потока от внутренней поверхности шара:

$$E_2 = \frac{\rho \Phi}{4\pi r^2} \rho = \frac{\rho^2 \Phi}{4\pi r^2};$$

$$E_3 = E_2 \rho = \frac{\rho^3 \Phi}{4\pi r^2}$$

и т. д.

После бесконечного числа отражений получим общую освещенность молочного стекла 3:

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n = \frac{\Phi}{4\pi r^2} (\rho + \rho^2 + \rho^3 + \dots + \rho^n).$$

Коэффициент отражения ρ меньше единицы, и в скобках будем иметь бесконечно убывающую геометрическую прогрессию, сумма членов которой

$$S = \frac{\rho}{1 - \rho}.$$

Тогда общая освещенность стекла 3

$$E = \Phi \frac{\rho}{4\pi r^2 (1 - \rho)}. \quad (\text{V.82})$$

Следовательно, коэффициент в формуле (V.80)

$$c = \frac{\rho}{4\pi r^2 (1 - \rho)}, \quad (\text{V.83})$$

где r — радиус шара.

Определение светового потока от лампы сводится к измерению с помощью люксметра освещенности E на стекле 3, и тогда

$$\Phi = \frac{E}{c}.$$

Измерение яркости. Согласно данному выше определению яркости она зависит от силы света, которая может быть определена

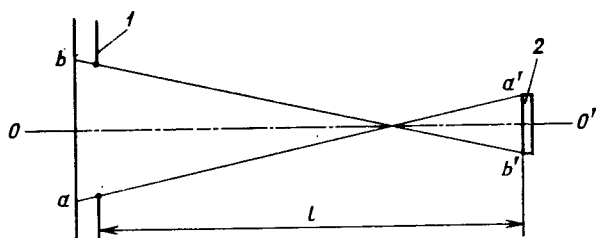


Рис. V.33. Схема измерения яркости через освещенность (1-й вариант)

через освещенность. Следовательно, можно создать измерительные приборы, которые позволяли бы определить яркость по освещенности.

Прямой способ измерения яркости, заключающийся в сравнении измеряемой яркости с эталоном канделы на квадратный метр, практически не применяется.

Измерение освещенности в случае косвенного измерения яркости может выполняться приборами как визуального, так и фотоэлектрического типа.

В общем случае яркость поверхности зависит от направления наблюдения; она также может быть неодинаковой в различных точках поверхности. Этот факт следует учитывать при измерениях.

На рис. V.33 приведена принципиальная схема для определения яркости самосветящейся поверхности.

С помощью диафрагмы 1 на поверхности, яркость которой следует определить, вырезан участок ab , который является спроецированным изображением испытательной пластинки 2, находящейся на расстоянии l от диафрагмы 1.

Замерив освещенность E на испытательной пластинке, яркость B_L можно определить по приближенной формуле

$$B_L \approx \frac{El^2}{S}, \quad (\text{V.84})$$

где S — площадь отверстия диафрагмы 1.

Прибор, измеряющий освещенность, может быть в этом случае проградуирован непосредственно в кд/м^2 при условии использования его с постоянными l и S ; тогда этот прибор будет яркомером.

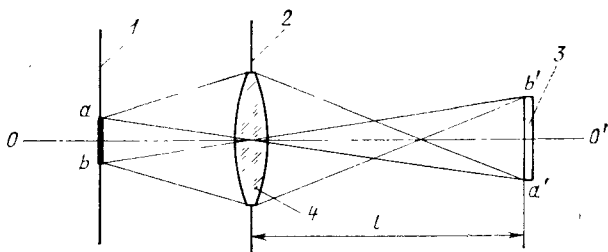


Рис. V.34. Схема определения яркости через освещенность (2-й вариант)

Яркость поверхности можно определить по освещенности изображения этой поверхности. В этом случае измерения не связаны условием расположения прибора на определенном расстоянии от измеряемой поверхности и выделения участка с определенной площадью. Здесь требование постоянства расстояния и площади удовлетворяется конструкцией элементов прибора.

На рис. V.34 1 — поверхность, яркость B_L которой необходимо определить. Линза 4 в оправе 2 изображает элемент ab поверхности 1 в плоскости испытательной пластинки 3. Если освещенность на пластинке 3 равна E , то

$$B_L = \frac{El^2}{S\tau}, \quad (\text{V.85})$$

где l — расстояние от линзы до пластинки; S — световая площадь линзы; τ — коэффициент пропускания линзы.

ФОТОМЕТР МАЛЫХ ЯРКОСТЕЙ ВФМ-57

Визуальный фотометр малых яркостей предназначен для измерения малых и высоких яркостей белых и цветных поверхностей, покрытий, источников света, люминофоров, экранов, электронно-лучевых трубок, яркости неба и пр. Кроме этого, он может быть использован как визуальный люксметр. В области малых яркостей (от 10 до $0,00003 \text{ кд/м}^2$) прибор используется главным образом для измерения «эквивалентных яркостей» и в некоторых случаях — малых стандартных яркостей.

Понятие *эквивалентная яркость* введено для правильно. разноцветных слабых яркостей.

Под эквивалентной яркостью поверхности любого цвета понимают стандартную (обычную) яркость другой поверхности, излучение которой имеет цветовую температуру 2042 К и которая приведена в фотометрическое равновесие с первой поверхностью.

Начиная с 5—10 кд/м² и ниже, эквивалентная яркость поверхности численно отличается от стандартной по той причине, что стандартную яркость характеризует дневное зрение, в то время как малая яркость оценивается сумеречным или сумеречными и дневными зрением в сочетании. При этом спектральная чувствительность отличается от спектральной чувствительности дневного зрения и зависит от яркости, к которой адаптирован глаз.

Погрешность измерения зависит от яркости и цвета измеряемой поверхности и составляет в белом свете 1—4%, в цветном свете 2—8%.

Диаметр выходного зрачка фотометра 8 мм, угловой размер фотометрического поля, видимого в окуляр, приблизительно равен 28°. Наименьший размер фотометрируемой поверхности — около 12 мм; в этом случае она должна находиться на расстоянии приблизительно 75 мм от объектива.

При применении телескопической насадки фотометром можно измерять яркость удаленных предметов с угловым размером не менее 2°.

Принцип действия фотометра основан на визуальном сравнении яркостей двух полей — контролируемого и сравниваемого.

Первое поле — среднее незаштрихованное кольцо (рис. V.35, а) получается от светящейся или освещенной поверхности предмета 3 (рис. V.35, б), свет от которой проходит через объектив 4, фотометрическую куб-призму 20 и окуляр 18, образуя изображение поверхности в плоскости выходного зрачка 19.

Второе сравниваемое поле — заштрихованное большое кольцо и центральный кружок — возникает от пластинки 10 из молочного стекла, освещенной лампой 9, которая находится внутри шара. Изображение этой пластинки передается конденсором 15 и окуляром 18 также в плоскость выходного зрачка 19. Измерение яркости сводится к приведению полей к световому равновесию путем перемещения нейтрального фотометрического клина 17. Вместе с клином перемещается логарифмическая шкала 8, освещаемая лампой 25 через конденсор 24 и красный светофильтр 23. Подклин 16 служит компенсатором неравномерности, создающейся клином 17. При помощи оптической системы, состоящей из линзы 27, полупрозрачного зеркала 26, защитного стекла 22 и окуляра 21, наблюдатель может рассмотреть изображение шкалы 8 и индекса 7. Яркость определяется на основании полученных отсчетов по градуировочным графикам, которые прилагаются к прибору. Перед измерениями в ход пучка лучей включают дополнительную линзу 5 и наблюдая в окуляр 18, наводят фотометр на изображение струк-

туры фотометрируемой поверхности, размещая его в пределах среднего кольца. После этого линзу 5 выключают и окуляр настраивают на резкое видение границ фотометрического поля (структура не видна).

Встроенные в прибор откидные нейтральные светофильтры 12, 13 и 14 служат для ослабления яркости поля сравнения при изме-

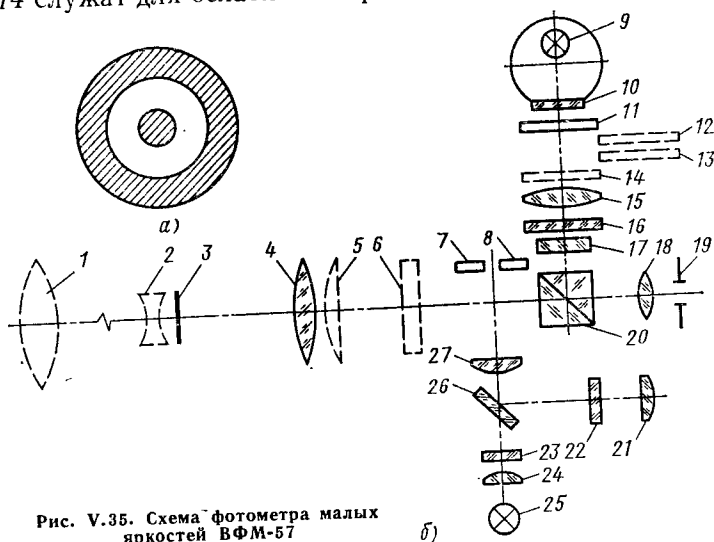


Рис. V.35. Схема фотометра малых яркостей ВФМ-57

рении яркостей, меньших 1 кд/м^2 . При измерении высоких яркостей применяют три сменных вставных нейтральных светофильтра 6. В зависимости от цвета контролируемой поверхности устанавливают сменный цветной светофильтр 11, который выбирают из набора, состоящего из девяти светофильтров, входящего в комплект прибора. Линзы 1 и 2 представляют собой телескопическую съемную насадку, которую применяют при измерении яркости удаленных предметов.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ, ПРОПУСКАНИЯ ИЛИ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ

Эти измерения можно провести различными методами, и, в частности, используя яркомер, светомерную скамью или универсальный фотометр типа Пульфриха.

В качестве примера рассмотрим методику определения коэффициентов пропускания, отражения или оптической плотности с помощью визуально-фотоэлектрического фотометра ФМ-58. Этот фотометр предназначен для работы как визуальным, так и фотометрическим методом.

В основу устройства прибора положен принцип уравнивания двух световых потоков путем изменения мощности одного из них с помощью диафрагмы с переменным отверстием, изображение которой проецируется на зрачок глаза наблюдателя.

Оптическая схема фотометра ФМ-58 приведена на рис. V.36. Прибор состоит из двух частей: осветителя и фотометрической головки.

Осветитель содержит лампу накаливания 1, два зеркала 2 и два конденсора 3. В гнезда осветителя вставляются молочные или матовые стекла 4, создающие равномерно рассеянный свет. Фотометрическая головка представляет собой двойную телескопическую трубу с полем зрения $1^\circ 15'$ и расстоянием между осями объективов, равным 70 мм. Эта система имеет два входных зрачка и один совмещенный выходной зрачок.

Перед объективами 7 и 15 помещены две переменные диафрагмы с квадратными отверстиями. Диафрагмы имеют отсчетные бара-

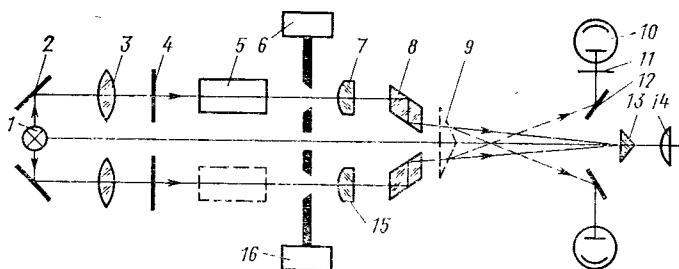


Рис. V.36. Схема универсального фотометра ФМ-58

баны 6 и 16 с двумя шкалами. Шкала τ проградуирована от 0 до 100% и служит для отсчетов коэффициентов пропускания τ . Шкала оптической плотности D связана со шкалой τ соотношением

$$D = -\lg \tau.$$

Два световых пучка, упавших на диафрагмы, сводятся оптической системой головки — объективами 7 и 15, ромбическими призмами 8 и бипризмой Френеля 13 в одно поле зрения в виде круга, разделенного ребром бипризмы пополам. Яркость левой половины поля зрения зависит от действия правой ветви прибора, яркость правой половины — от действия левой ветви прибора. Глаз наблюдателя помещается за окуляром 14 в выходном зрачке трубы.

Перед измерением прибор настраивают на одинаковую яркость полей при одинаковых отсчетах на барабанах. Для этого вынимают молочные стекла 4 и регулировкой положения лампы и конденсоров добиваются равномерного заполнения полей сравнения изображениями нити лампы. Затем стекла 4 возвращают на место, а оба барабана устанавливают на отсчет 100 (почти полное открытие диафрагм).

В одну из ветвей помещают испытуемый образец 5, а в другой закрывают диафрагму до уравнивания яркостей полей. Отсчет по черной шкале дает τ_1 , а по красной D_1 . Затем измерение повторяют, но образец помещают в другую ветвь, и снимают отсчеты τ_2 и D_2 .

Окончательные значения τ или D получают как среднее двух отсчетов:

$$\tau = \sqrt{\tau_1 \tau_2} \quad \text{и} \quad D = \frac{1}{2} (D_1 + D_2). \quad (\text{V.86})$$

Определение коэффициентов отражения ρ осуществляется сравнением потоков, отраженных от испытуемой поверхности и от образца сравнения — баритовой белой пластинки ($\rho_{\text{пл}} = 94\%$).

Коэффициент отражения ρ образца может быть определен по формуле

$$\rho = a \rho_{\text{пл}}, \quad (\text{V.87})$$

где a — отношение коэффициента отражения образца к коэффициенту отражения баритовой пластинки.

Диафрагму над образцом открывают полностью (деление 100 по черной шкале), подбором второй диафрагмы добиваются фотометрического равновесия и отсчитывают a .

Для спектрофотометрирования, т. е. для измерения $\tau = f(\lambda)$, используют набор из восьми светофильтров, предназначенных для работы в диапазоне длин волн от 403 до 726 нм, помещаемых перед окуляром.

Над окуляром на кронштейне может устанавливаться лупа для проверки степени заполнения световыми пучками отверстий диафрагм. При проверке лупа наводится на выходной зрачок прибора.

Для работы фотоэлектрическим методом в ход лучей включается преломляющая призма-клин 9, направляющая свет на зеркала 12, матовые стекла 11 и сурмяно-цезиевые фотоэлементы 10. Фотоэлементы (Ф-4), соединенные по дифференциальной схеме, через усилитель подключены к нулевому гальванометру. При измерении необходимо привести стрелку гальванометра к нулю, изменяя величину световых потоков измерительными диафрагмами. Отсчеты, как и при визуальном методе, снимаются с барабанов диафрагм.

При работе фотоэлектрическим методом для получения требуемой точности измерений необходимо обеспечить постоянный накал лампы 1 (СЦ-98) и стабилизированное напряжение питания усилителя.

Погрешность измерения τ (в диапазоне средних значений τ) на фотометре ФМ-58 визуальным способом — не менее $\pm 3\%$, а фотоэлектрическим способом $\pm 1\%$. Этот прибор можно использовать в качестве колориметра, нефелометра и сравнительного микроскопа.

§ 8. ОБЪЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ФОТОМЕТРИИ

Объективным фотометром называют прибор, предназначенный для измерения лучистой мощности, в котором приемником излучения является тот или иной из физических приемников (фото-

элемент, фотоумножитель, фотосопротивление, термоэлемент, болометр и др.).

Принцип действия такого фотометра заключается в том, что фото- или термоток, возникающий в приемнике при облучении, зависит от количества лучистой энергии, направленной на приемник.

Выше отмечалось что при работе с такими приборами точность измерения не зависит от индивидуальных способностей наблюдателя, от чувствительности его глаза, которая может изменяться в зависимости от различных обстоятельств.

В объективных фотометрах помимо приемников света имеются приборы, предназначенные для регистрации электрического тока, например гальванометры, самописцы, осциллографы и др.

Кроме того, в электросхемы этих приборов обычно вводятся различные усилители напряжения и мощности, стабилизаторы тока и напряжения, модуляторы, электромоторы, выпрямители и др.

Современные автоматические регистрирующие объективные фотометры часто представляют собой очень сложные оптико-электронные приборы.

В зависимости от метода измерений лучистого потока электрофотометры делятся на два типа:

- фотометры прямого отсчета;

- фотометры, работающие по методу сравнения.

В фотометрах первого типа используется световая характеристика приемника, т. е. зависимость электротока от светового потока.

В фотометрах второго типа приемник вместе с регистрирующим устройством используется в качестве индикатора имеющегося уровня освещенности. В этом случае исследуемый лучистый поток сравнивается с потоком известной мощности.

В фотометрах первого типа применяется один приемник излучения, а в фотометрах второго типа — обычно два приемника, которые включаются по дифференциальной схеме.

В фотометрах прямого отсчета шкала электроизмерительного прибора часто градуируется непосредственно в световых единицах.

Отсчетная шкала в фотометрах второго типа обычно связана со светоослабляющим устройством, которое предназначено для уравнивания световых потоков.

Фотометры, работающие по принципу сравнения, могут быть разделены на три группы:

- фотометры, принцип действия которых основан на одновременном сравнении двух световых потоков;

- фотометры, работающие по принципу поочередного сравнения потоков;

- фотометры компенсационного типа.

Точность измерения с помощью объективных фотометров гораздо выше точности, которой добиваются при работе с визуальными фотометрами. Объективные фотометры могут отмечать различие световых полей по яркости с погрешностью до 0,01%.

НЕКОТОРЫЕ ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ ФОТОМЕТРОВ ПРЯМОГО ОТСЧЕТА

На рис. V.37 представлена принципиальная схема фотометра прямого отсчета.

Измеряемый световой поток Φ падает на фотокатод фотоэлемента. Принцип действия схемы основан на линейной зависимости между фототоком I_Φ и световым потоком Φ . Последовательно в цепь фотоэлемента включен гальванометр G , шкала которого градуируется непосредственно в светотехнических единицах. Для данной схемы

$$\Phi = \frac{I_\Phi}{\varepsilon},$$

где ε — чувствительность фотоэлемента.

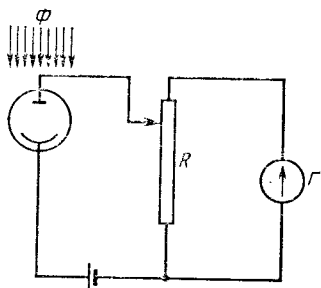


Рис. V.37. Принципиальная схема фотометра прямого действия

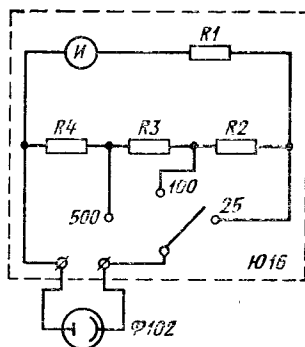


Рис. V.38. Схема люксметра типа Ю-16

Точность измерения зависит от линейности световой характеристики фотоэлемента.

Шунт R предназначен для расширения диапазона измеряемых световых потоков.

При измерении слабых световых потоков гальванометр присоединяется к фотоэлементу через усилитель. В этом случае пределы измерения могут быть расширены путем изменения коэффициента усиления усилителя.

В качестве примера рассмотрим принципиальные схемы люксметра типа Ю-16 и микрофотометра МФ-4, которые относятся к объективным фотометрам прямого отсчета.

Люксметр типа Ю-16. Этот прибор предназначен для измерения освещенности в диапазоне от 25 до 50000 лк.

Принципиальная схема люксметра представлена на рис. V.38. В качестве приемника излучения в приборе применен селеновый фотоэлемент типа $\Phi 102$. Регистрация фототока проводится с помощью магнитоэлектрического измерителя U , включенного последовательно с $R1$.

Величина фототока и, следовательно, отклонение стрелки измерителя пропорциональны освещенности на рабочей поверхности фотоэлемента.

Принцип действия измерителя основан на взаимодействии фототока, протекающего через обмотку подвижной рамки, с магнитным полем постоянного магнита.

С подвижной рамкой связана стрелка измерителя. Для изменения диапазона измерений служат шунты R_2 , R_3 и R_4 , которые обеспечивают три основных предела измерения 25—100—500 лк.

Дополнительные пределы измерения 2500—10 000—50 000 лк создаются с помощью поглотителя, который может быть установлен перед приемной площадкой фотоэлемента Ф102. Поглотитель представляет собой металлическую сетку, которая помещается между двумя молочно-нейтральными органическими стеклами.

Погрешность измерения на основных пределах измерений не превышает $\pm 10\%$, а на дополнительных пределах доходит до $\pm 15\%$ от измеряемой величины.

Микрофотометр МФ-4. Прибор представляет собой регистрирующий объективный фотометр прямого действия. Он предназначен для измерений и регистрации оптических плотностей различных объектов (в основном для регистрации плотностей спектрограмм).

На рис. V.39 приведена принципиальная оптическая схема микрофотометра МФ-4, которая состоит из трех частей: фотометрической, отсчетной, регистрирующей.

Фотометрическая часть предназначена для проецирования светового пучка, проходящего через фотометрируемый участок объекта измерения на приемную площадку фотоэлемента.

Свет от проекционной лампы 1 проходит конденсор 2, осветительную щель 3, прямоугольную призму 4 и осветительный объект 5, который проецирует изображение щели 3 на спектрограмму 6. Щель 3 образована двумя зелеными стеклянными пластинками, а поэтому на объекте получается изображение щели 3 в виде белой полосы на зеленом фоне.

Изображение спектральной линии и щели 3 проекционный объектив 7, сменные линзы 9 и 10 с помощью призмы 8 проецируют на белый экран 13 с прямоугольным вырезом в центре.

Свет, пройдя через вырез в экране, попадает на измерительную щель 14, которая ограничивает фотометрируемый на спектрограмме участок по ширине и высоте. Далее свет проходит через линзу 15, нейтральный фильтр 23, круговой нейтральный клин 22, и через диафрагму 20 попадает на селеновый фотоэлемент 21, который соединен с зеркальным гальванометром 26.

Линзы 9 и 10 предназначены для изменения увеличения этой проекционной системы, нейтральный фильтр 23 и круговой нейтральный клин 22 — для регулировки первоначального отклонения гальванометра при освещении фотоэлемента.

Отсчетная часть предназначена для проецирования в увеличенном виде шкалы 30 на матовый экран 11.

Конденсор 31 и объектив 28 проецируют нить лампы 1 на зеркало 26 гальванометра. Свет от шкалы 30, которая находится в фо-

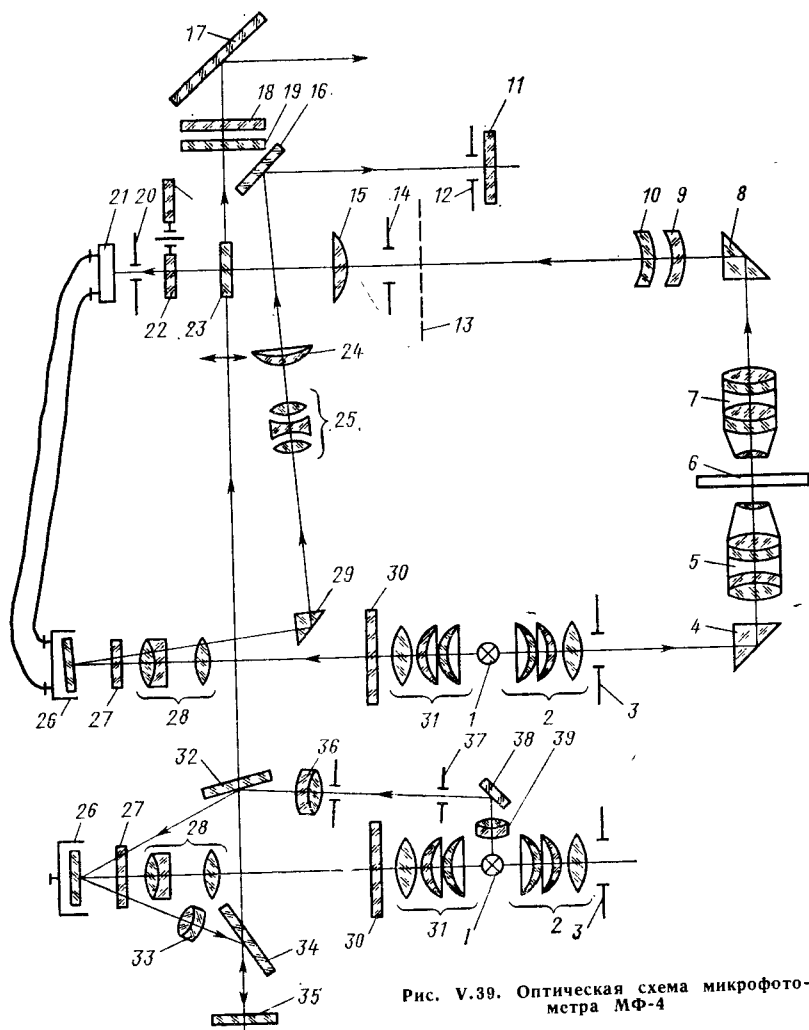


Рис. V.39. Оптическая схема микрофотометра МФ-4

кальной плоскости объектива 28, проходит через защитное стекло 27 и, отразившись от зеркала 26 гальванометра, вторично проходит стекло 27 и объектив 28 и с помощью призмы 29 дает изображение шкалы 30 в предметной плоскости микрообъектива 25.

Это изображение шкалы 30 объектив 25 и линза 24 с помощью зеркала 16 через диафрагму 12 проецируют на отсчетный матовый экран 11.

экран 11 с увеличением $20\times$. Линза 24 имеет возможность смещаться в поперечном направлении. При этом смещается изображение шкалы 30 на экране 11 относительно неподвижного индекса. Это дает возможность установить нуль отсчетной шкалы.

Регистрирующая часть прибора предназначена для проецирования изображения диафрагмы 37 на регистрирующую фотопластинку.

Конденсор 39 и зеркала 32 и 38 проецируют нить лампы 1 на диафрагму 37.

Объектив 36, зеркала 32 и 26, объектив 33, зеркала 34 и 35 и цилиндрическая линза 19 дают изображение диафрагмы 37 на пластинке 18 с увеличением $10\times$. Линза 19 сводит изображение диафрагмы в световое пятно, которое смещается поперек пластинки 18 при отклонении зеркала 26 гальванометра.

На место регистрирующей пластинки 18 можно установить матовое стекло и с помощью зеркала 17 вести визуальное наблюдение светового пятна.

На пластинке 30 нанесены три расположенные одна над другой шкалы, но диафрагма 12 в поле зрения дает только небольшой участок одной из шкал.

Миллиметровая шкала предназначена для определения коэффициента пропускания τ , логарифмическая шкала — для определения оптической плотности D , третья шкала — для работы по методу преобразования почернений.

Зависимость между показаниями по шкале τ и третьей шкалой определяется формулой

$$C = 100 \lg \left(\frac{A_0}{A} - 1 \right). \quad (V.88)$$

где C — отсчет по шкале преобразования почернений; A — отсчет по шкале τ , соответствующий тому же участку почернения; A_0 — отсчет по шкале τ , соответствующий непочерненному участку.

Общий вид микрофотометра МФ-4 приведен на рис. V.40. В комплект установки входят микрофотометр МФ-4, стабилизатор тока, электродвигатель с редуктором.

Конструкция прибора дает возможность изменять масштаб записи на регистрирующей пластинке за счет изменения соотношения скоростей перемещения спектрограммы и пластинки.

Уменьшая скорость движения спектрограммы, с помощью масштабного механизма можно растягивать запись на пластинке, что облегчает расшифровку мелких структур.

Для того чтобы лампа 1 давала строго постоянный световой поток, в приборе обеспечена двухступенчатая стабилизация питания этой лампы с помощью феррорезонансного и соленоидного стабилизаторов. Такая система стабилизации дает возможность поддерживать постоянство светового потока лампы с точностью $\pm 0,2\%$ при колебаниях напряжения питающей сети порядка $\pm 10\%$. Элек-

тродвигатель прибора (однофазный, синхронный, реверсивный, $n = 1425$ об/мин) предназначен для обеспечения согласования движения спектрограммы и регистрирующей пластинки.

Свет от лампы 1, пройдя через фотометрируемый участок объекта, попадает на фотоэлемент, чувствительность которого равна 350 мА/лм. От фотоэлемента фототок поступает на зеркальный гальванометр и вызывает поворот зеркальца, при этом на отсчетный экран будут проецироваться различные участки шкалы.

Одновременно поворот зеркала гальванометра вызовет смещение светового пятна на регистрирующей пластинке.

Отклонение зеркала пропорционально фототоку, а последний пропорционален световому потоку, падающему на фотоэлемент.

Величина светового потока зависит от степени почернения фотометрируемого участка объекта.

Фотометр АФМ. На рис. V.41 приведена оптическая схема фотометра АФМ, предназначенного для фотометрирования постоянных источников света. Этим прибором измеряют силу света и направленный световой поток источников, яркость светящихся и освещенных объектов, освещенность.



Рис. V.40. Общий вид микрофотометра МФ-4

Фотометр состоит из трех основных частей: свечемера, яркомера и люксметра. Все три части фотометра имеют общий приемник света — мультищелочной фотоэлемент 13, а также общие призму 16, конденсор 8, нейтральные 9, 10, цветные 11 светофильтры, молочное стекло 12 и шторку 18. Конденсор 8 изображает диафрагму 6 объектива яркомера 1 и диафрагму 17 объектива свечемера 20 на молочном стекле 12.

В свечемере свет от измеряемого источника проходит объектив 20, установленную в его фокусе диафрагму 17, коллектив 14 и попадает в призму 16 общей системы и далее на фотоэлемент. Зеркало 19 с защитным стеклом 15 используется для наведения прибора на источник света.

Объектив 20 и диафрагма 17 обеспечивают телецентрический ход лучей со стороны источника света и постоянный телесный

угол лучей, выходящих из каждой точки источника и проходящих через диафрагму 17, который определяется по формуле

$$\omega = \frac{\pi d^2}{4f'^2},$$

где d — диаметр диафрагмы 17; f' — фокусное расстояние объектива 20.

Световой поток, выходящий из диафрагмы и регистрируемый фотоэлементом, пропорционален силе света источника в направлении оптической оси. Он не изменяется при перемещении источника в пределах конуса с телесным углом ω , который опирается на объектив 20. Для АФМ наибольшее удаление источника при сохранении пропорциональности составляет 5,3 м.

В яркометре за подвижным объективом 1 расположены апертурная диафрагма 2 и диафрагма 6 с отверстиями диаметром 0,2; 1 и 5 мм, которые определяют размер фотометрируемой площадки, и линза 7. Наведение на выбранный участок этой площадки осуществляется при помощи визирного устройства, состоящего из линзы 3, ослабителя света 4 и призмы 5.

Объектив 1 дает резкое изображение измеряемой площадки в плоскости диафрагмы 6. Расстояние между диафрагмами 2 и 6 равно фокусному расстоянию объектива (50 мм). При наводке на резкость объектив смещается на 50 мм, но апертур-

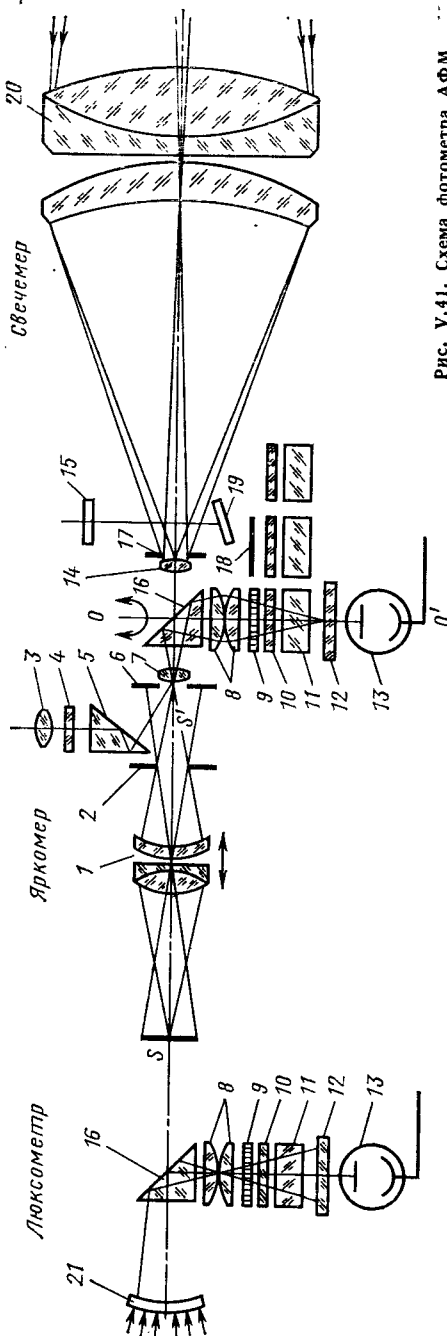


Рис. V.41. Схема фотометра АФМ

ная диафрагма сохраняет постоянным конус лучей, проходящих через диафрагму 6, независимо от положения объектива. В результате сохраняется пропорциональность между яркостью и световым потоком, попадающим на фотоэлемент, которая необходима для правильной работы яркомера.

В люксметре свет проходит через молочное стекло 21 и попадает в призму 16. Пропорциональность между освещенностью наружной поверхности молочного стекла, его светностью в сторону прибора и световым потоком, попадающим на фотоэлемент, обеспечивается постоянством всех конструктивных элементов этой схемы.

Для расширения пределов измерений примерно в 10, 100 и 1000 раз применяются нейтральные светофильтры с коэффициентами пропускания $\sim 0,1$; $0,01$ и $0,001$. В схеме также используется решетчатый поглотитель с $\tau = 0,1$.

Верхний предел измеряемых на фотометре АФМ величин составляет $1 \cdot 10^3$ кд; $1,25 \cdot 10^8$ кд/м² и $1 \cdot 10^5$ лк.

Погрешность измерений в основном диапазоне не превышает 8%; максимальная погрешность достигает 20%.

НЕКОТОРЫЕ ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ ФОТОМЕТРОВ, РАБОТАЮЩИХ ПО ПРИНЦИПУ СРАВНЕНИЯ

На рис. V.42 приведена возможная принципиальная схема фотометра, работающего по принципу *единовременного сравнения* двух световых потоков.

Неизвестный поток Φ_x сравнивается с потоком Φ , величина которого известна. Фототоки от фотоэлементов через усилители поступают на гальванометр G , выполняющий роль индикатора нуля. Значение неизвестного потока Φ_x , падающего на фотоэлемент, будет изменяться с помощью ослабителя до тех пор, пока индикатор не покажет ноль.

С ослабителем связана шкала (или индекс), по которой считывается величина неизвестного потока. В качестве ослабителей часто применяют нейтральные фотометрические клинья.

Такая схема требует, чтобы приемники излучения имели одинаковые световые характеристики.

На рис. V.43 представлена схема фотометра, работающего по принципу *поочередного сравнения* потоков. В этой схеме используется один фотоэлемент. Сравниваемые потоки Φ и Φ_x проходят через секторообразный вырез в диске D , вращающемся от мотора M , и поочередно падают на фотокатод фотоэлемента.

Если потоки Φ и Φ_x не равны, то в анодной цепи фотоэлемента появится пульсирующий ток. При равенстве потоков на приемник поступает как бы непрерывный световой поток постоянной величины.

Обычно к приемнику подключается усилитель переменного тока (настроенный на частоту модуляции световых пучков диском), который усиливает только переменную составляющую. При рав-

ных интенсивностях потоков постоянный ток не будет пропущен усилителем. На выходе усилителя включается выпрямитель и гальванометр Γ . Световые потоки уравниваются с помощью ослабителя K .

Эта схема по сравнению с предыдущей дает возможность освободиться от ошибок, связанных с изменением абсолютной или относительной чувствительности приемников.

Принципиальная схема фотометра *компенсационного типа* представлена на рис. V.44. В фотометрах этого типа измеряемый световой поток компенсируется потоком постороннего источника.

Через резистор R проходят два встречных фототока: I_x и I_K . Регулируя положение фотометрического клина, с которым связана шкала, добиваются равенства этих фототоков, что фиксирует индикатор нуля.

Кроме нулевых схем, работающих по принципу уравнивания световых потоков, падающих на приемники (или приемник), возможны фотометрические схемы, основанные на *постоянстве уровня освещенности приемника*. С помощью фотометров, построенных по таким схемам, можно определить отношение интенсивностей двух сравниваемых потоков, а также степень прозрачности поглощающего слоя.

На рис. V.45 приведена возможная принципиальная схема такого фотометра. Перед фотоэлементом установлено зеркало 2, которое может поворачиваться на 90° и направлять на фотокатод поток то от источника 1, то от источника 4. Установим источники 1 и 4 на таких расстояниях от приемника, когда стрелка гальванометра Γ будет показывать равные отклонения при поворотах зеркала 2. Тогда отношение интенсивностей сравниваемых источников определится через отношение квадратов расстояний их до фотокатода.

Если необходимо определить прозрачность слоя 3, то его следует поместить на пути светового пучка от источника 4, при этом стрелка гальванометра отклонится на какой-то угол. Затем погло-

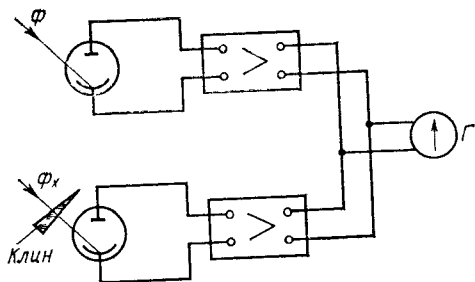


Рис. V.42. Принципиальная схема фотометра с одновременным сравнением световых потоков

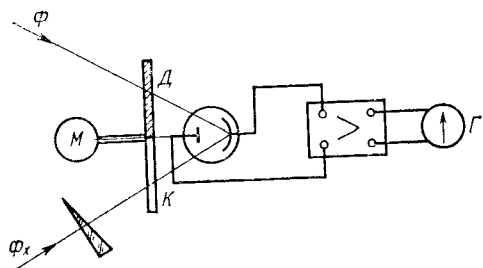


Рис. V.43. Схема фотометра с поочередным сравнением световых потоков

щающий слой выводится из пучка, и нарушенный уровень освещенности фотоэлемента восстанавливается удалением источника от фотоэлемента.

Тогда отношение квадратов расстояний, соответствующих второму и первому положениям источника, дает прозрачность слоя 3.

Фотоэлектрический фотометр ФМШ-56М. Шаровой фотоэлектрический фотометр типа ФМШ-56М предназначен для определения коэффициентов отражения и пропускания твердых светорассеивающих объектов как относительным, так и абсолютным методами.

Погрешность измерения коэффициента отражения относительным методом, т. е. сравнением с эталоном, составляет не более $\pm 1\%$.

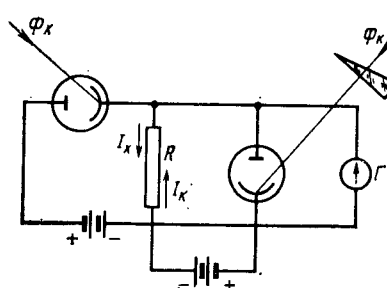


Рис. V.44. Схема фотометра компенсационного типа

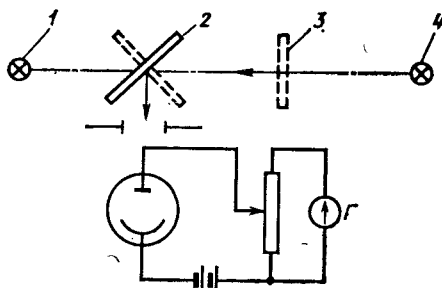


Рис. V.45. Схема фотометра, работающего по принципу постоянного уровня освещенности приемника

Погрешность измерения коэффициента отражения абсолютным методом составляет $\pm 10\%$, а коэффициента пропускания — $\pm 3\%$.

Рабочая область спектра — от 360 до 1100 нм.

В приборе имеется 12 светофильтров для выделения различных областей спектра и один светофильтр, корректирующий спектральную чувствительность фотоэлемента под «средний глаз».

Приемниками света служат два фотоэлемента: мультищелочной Ф-9 для области спектра от 360 до 800 нм и кислородно-цезиевый ЦГ-3 для области спектра от 800 до 1100 нм. Оптическая схема прибора приведена на рис. V.46.

Прибор представляет собой двухлучевой фотоэлектрический фотометр с двумя фотоэлементами, включенными навстречу друг другу, один из которых является измерительным, второй — компенсационным.

В измерительном плече фотометра помещен светомерный шар. Свет от лампы накаливания 1, пройдя конденсор 2, светофильтр 3 и светоделительную пластинку 4, поступает далее через объектив 6, 8 и зеркало 9 в шар 13. Свет в шаре рассеивается и поступает через окно 14, закрытое молочным стеклом 10, на фотоэлемент 15, расположенный за шаром. Защитное стекло 11 предохраняет шар от запыления. Отверстие 17 предназначено для установки измеряемых образцов и эталона.

Наклоном зеркала 9 световой пучок, поступающий в шар, можно наводить на эталон, образец или стенку шара.

Образцы размещаются на столике 18 при измерении коэффициента отражения или над шаром на столике 12 при измерении коэффициента пропускания.

Наличие за образцом интегрирующего шара позволяет измерять светопропускание как прозрачных, так и рассеивающих свет сред.

Количественное изменение светового потока осуществляется измерительной диафрагмой 7 переменного раскрытия. Эта диафрагма имеет шкалу светопропускания от 100% до 0,1%.

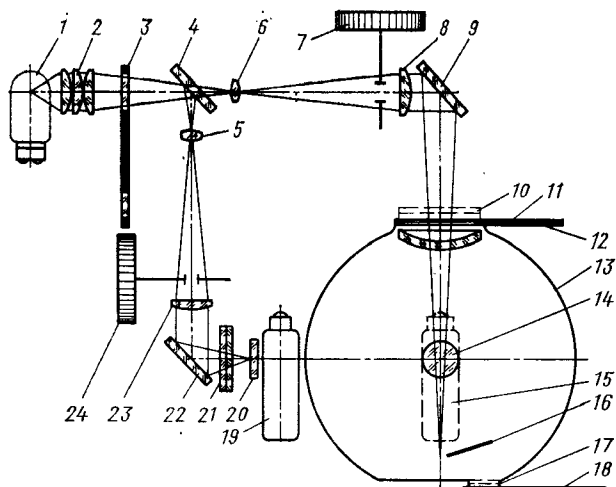


Рис. V.46. Оптическая схема фотометра ФМШ-56М

Вторая ветвь фотометра служит для компенсации фототока, возникающего в измерительной ветви. Свет отражается от светоделительной пластинки 4, проходит через линзы 5 и 23, зеркало 22, нейтральный клин 21, молочное стекло 20 и попадает на компенсационный фотозлемент 19.

Поступающий на фотозлемент световой поток можно изменять с помощью компенсационной диафрагмы 24. Линзы 5 и 6 создают изображения светового диаметра конденсора 2 в плоскостях диафрагм 7 и 24. Следовательно, это будут плоскости равномерного освещения; величина прошедшего через диафрагмы светового потока будет пропорциональна площади их раскрытия.

Определение коэффициента отражения абсолютным методом осуществляется по системе Тейлора. Пучок света направляется на исследуемый образец. Световой поток, отраженный образцом и претерпевший многократное отражение от внутренней поверхности шара, создает на фотозлементе освещенность, пропорциональную коэффициенту отражения образца.

поочередного сравнения световых потоков. Излучение от источника света 1 (СЦ-61) делится на два потока. В измерительной ветви свет проходит через измеряемый объект 2 и зеркалом отклоняется на измерительную щель 3, и далее, пройдя фотометрический клин 4 и вырез в модуляторе 8, попадает на катод фотоумножителя 7. Диск 8 модулятора насажен на ось мотора 9.

В ветви сравнения свет проходит щель сравнения 10, затем с помощью двух зеркал через диск 8 модулятора направляется также на катод фотоумножителя. Усилитель переменного тока 6 настроен на частоту модуляции, и при наличии переменной составляющей в цепи сервомотор 5 будет смещать клин 4 и связанное с ним перо записывающего устройства до тех пор, пока световые потоки в ветвях не уравниваются. Перо запишет кривую пропускания испытуемого образца.

Исследуемый участок образца может наблюдаться на экране прибора при увеличении $20\times$.

Микрофотометр обеспечивает точность измерения до 0,01 ед. плотности.

В качестве приемника света применен фотоэлектрический умножитель ФЭУ-17А.

Максимальный размер фотопластинок со спектрограммами 9×24 см.

Конструкция прибора позволяет изменять масштабы регистрации.

Фотоэлектрический колориметр-нефелометр. В качестве примера рассмотрим схему фотоэлектрического колориметра-нефелометра модели ФЭКН-57. Этот прибор объединяет в себе колориметр и нефелометр. Он предназначен для определения концентрации жидкостных окрашенных растворов, взвесей, эмульсий и коллоидных растворов путем сравнения лучистых потоков, проходящих через эталонную и испытуемую жидкости, или путем предварительной градуировки прибора по набору стандартных растворов различной концентрации.

Оптическая схема прибора представлена на рис. V.48. Нить фотометрической лампы 1 конденсорами 2 и 25 и зеркалами 4 и 23 рисуется в плоскости линз 6 и 21. Эти изображения нити лампы проецируются линзами 9 и 17 на матовые стекла 12 и 15, установленные перед сурмяно-цезиевыми фотоэлементами (тип СЦВ-6) 13 и 14, которые включены по дифференциальной схеме.

На пути лучистых потоков установлены теплозащитные фильтры 3 и 24, наборы светофильтров 5 и 22, кюветы 8 и 19, прямоугольные отклоняющие призмы, а в левой ветви еще два круговых нейтральных клина 10 и 11. Теплофильтры предназначены для поглощения инфракрасной части излучения лампы и, следовательно, для предохранения от нагревания исследуемых растворов и фотоэлементов.

В каждой ветви имеются револьверные диски, в которые вмонтировано по одиннадцать светофильтров, предназначенных для

изменения спектральной кривой излучения лампы для растворов различных цветов.

При работе прибора в качестве колориметра диафрагмы 7, 16 и 20 выключаются.

Изменение интенсивности лучистого потока в правой ветви осуществляется при помощи переменной щелевой диафрагмы 18, а в левой ветви — нейтральными круговыми клиньями 10 и 11.

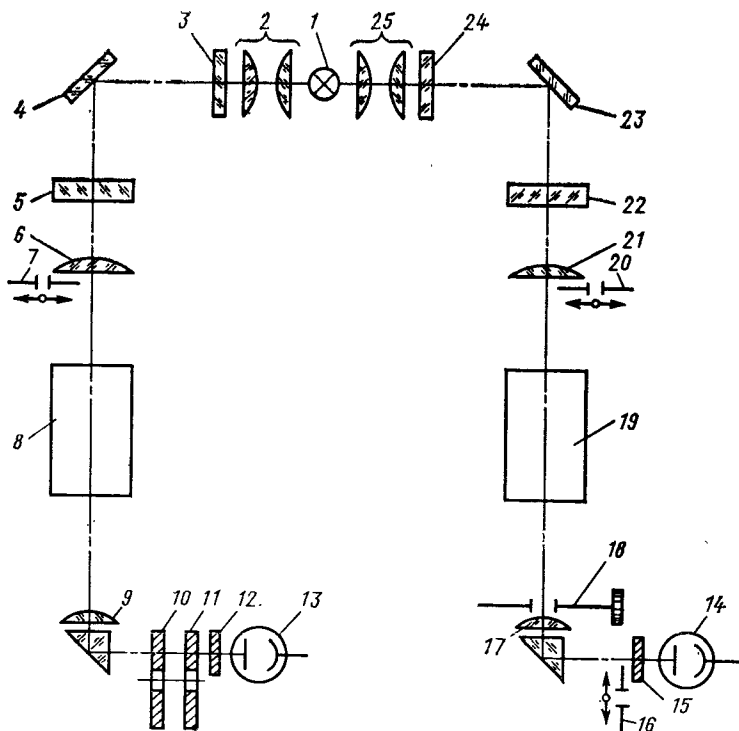


Рис. V.48. Схема фотоэлектрического колориметра-нефелометра ФЭКН-57

Определение коэффициента светопропускания раствора, а с его помощью — определение концентрации раствора, можно провести по следующей схеме.

Кювету 19 заполняют исследуемым раствором, а кювету 8 — растворителем. Диафрагма 18 при этом полностью раскрыта ($\tau = 100\%$). В данном случае освещенность фотоэлемента 14 будет меньше, чем освещенность фотоэлемента 13.

При помощи нейтральных клиньев грубой и тонкой установки 10 и 11 уравнивается освещенность обоих фотоэлементов, т. е. стрелка гальванометра выводится на нуль. Затем в правый пучок

вместо кюветы с раствором устанавливается кювета с растворителем. Стрелка гальванометра выводится на нуль с помощью щелевой диафрагмы 18 и по шкале на барабане, который связан с диафрагмой, отсчитывается коэффициент пропускания τ или оптическая плотность D . При работе прибора в качестве нефелометра в ход лучей включаются диафрагмы 7, 16 и 20.

Лампа 1 прибора должна иметь постоянный накал, а также должно быть стабилизировано напряжение питания усилителя. Для этой цели в комплект прибора входит питающее устройство, которое обеспечивает точность стабилизации напряжения до $\pm 0,5\%$ при колебании напряжения внешней сети от 190 до 240 В.

Прибор обеспечивает измерение коэффициента пропускания с абсолютной погрешностью $\pm 1\%$.

Колориметрические приборы

§ 1. ЦВЕТ

В качестве света глаз человека в среднем воспринимает излучения с длинами волн в пределах от 380 до 780 нм. Это видимые излучения, которые занимают очень малую часть в спектре электромагнитных излучений. Спектральный состав излучения определяет его цвет. Если излучение имеет сложный состав и содержит в себе все длины волн, т. е. дает сплошной спектр, причем кривая распределения энергии близка к кривой распределения энергии в солнечном излучении, то глаз получает впечатление белого цвета.

Иссаак Ньютон был первым, кто доказал, что белый свет есть свет сложный, состоящий из множества цветных лучей. Он же сделал вывод, что цветные лучи, из которых состоит белый свет, не являются сложными и поэтому не разлагаются на составные части. Эти лучи монохроматические, т. е. характеризуются какой-либо одной частотой колебания.

Цвет — это один из признаков или свойств света. Можно сказать, что цвет — это свойство видимого излучения, определяемое по вызываемому им у человеческого глаза ощущению.

Если через трехгранную призму пропустить свет обычной электрической лампы накаливания, то можно увидеть, что спектр лампы накаливания похож на спектр солнечных лучей.

Все нагретые тела дают спектр одного и того же вида с непрерывным переходом от одного цвета к другому. Поэтому такой спектр называется непрерывным или сплошным.

Ниже приведены условные границы (в нм) участков характерных цветов непрерывного спектра:

Фиолетовый	380—450
Синий	450—480
Голубой	480—510
Зеленый	510—550
Желто-зеленый	550—575
Желтый	575—585
Оранжевый	585—620
Красный	620—780

Впечатление цвета создает излучение, в котором часть световых волн, имеющих, например, в солнечном спектре, отсутствует или, если и имеется, то со значительно меньшими интенсивностями.

Газоразрядные лампы дают спектры, состоящие из одной или целого ряда цветных линий, поэтому такие спектры называются *линейчатыми*.

На рис. VI.1 представлены графики распределения лучистого потока в спектре различных источников излучения. Максимальное значение монохроматического лучистого потока принято во всех

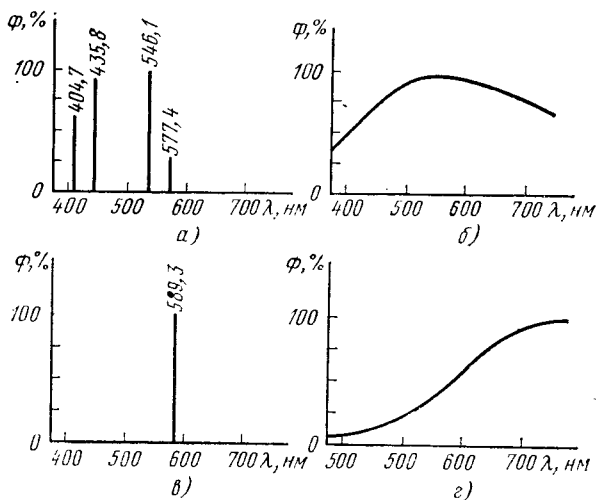


Рис. VI.1. Распределение лучистых потоков в спектрах различных источников:
 а — ртутной газоразрядной лампы; б — солнечного света; в — натровой лампы; г — лампы накаливания

кривых за 100%, остальные же значения определены относительно максимального.

Если поверхность отражает или пропускает световой поток так, что спектральные коэффициенты отражения или пропускания для всех длин волн видимой области спектра постоянны, то поверхность отражает или пропускает световой поток неизбирательно. Такие поверхности и тела при пропускании или отражении света не изменяют соотношения между излучениями различных длин волн.

При избирательном отражении или пропускании отдельные монохроматические лучи отражаются или пропускаются больше или меньше, чем другие.

Поверхности, не изменяющие спектрального состава падающего на них облучения и имеющие коэффициент отражения не менее 95%, называют *белыми*.

Среды, через которые световой поток проходит, не изменяя своего спектрального состава, называют *бесцветными*.

Тела и среды, обладающие избирательным отражением или пропусканием, при освещении белым светом имеют ту или иную окраску и называются цветными.

Следовательно, цвет предметов, окружающих нас, зависит от избирательного отражения или пропускания, а также от спектрального состава падающего на предметы лучистого потока.

Все цвета разделяют на ахроматические и хроматические. К *ахроматическим* цветам относятся белый, черный и серые цвета, которые являются промежуточными между белым и черным цветами. Ахроматические цвета в спектре отсутствуют.

Ахроматические цвета имеют тела с неизбирательным отражением или пропусканием при освещении их белым светом. Чем меньше коэффициент отражения или пропускания таких тел, тем темнее они будут наблюдаться при освещении белым светом.

При смешении черного и белого цветов в различной пропорции можно получить любой серый цвет. Например, смешивая сажу с мелом в разных пропорциях, мы можем получить серые цвета различной светлоты.

В природе имеется бесчисленное количество ахроматических цветов, но глаз человека способен отличать лишь около трехсот ахроматических цветов, от белого до черного [3].

В группу *хроматических* цветов входят все наблюдаемые нами цвета, кроме черного, белого и серых. Все эти цвета отличаются друг от друга цветовым тоном, яркостью (светлотой) и чистотой цвета (насыщенностью). Все спектральные цвета относятся к хроматическим.

Длина волны спектрального цвета, который при разбавлении белым светом дает данный цвет, называется *цветовым тоном*. Цветовой тон принято обозначать буквой λ .

Допустим, что из спектра излучения какого-либо источника мы выделили монохроматический желтый свет с длиной волны 580 нм. Если направить этот спектральный желтый свет на непрозрачный белый экран, то экран окажется окрашенным в спектральный желтый цвет.

Направим на этот экран пучки белого света различной интенсивности. При этом экран также будет наблюдаться желтым, но по мере прибавления все большего количества белого света окраска экрана будет все более бледной, все более белесой. Если количество белого света, который освещает экран, будет гораздо больше количества спектрального желтого света, то экран будет наблюдаться белым.

Прибавляя к спектральному желтому свету все большее количество белого света, мы получаем множество желтых цветов одного цветового тона, но различных по степени белизны. Все эти цвета могут характеризоваться длиной волны 580 нм.

Следовательно, количество цветов одного и того же цветового тона не ограничено.

В качестве примера цветов одного и того же цветового тона часто приводят цвет новой окрашенной ткани и цвет такой же ткани, находившейся в течение различного времени под воздействием солнечных лучей. Выцветание ткани на солнце подобно по своему действию разбавлению хроматического цвета белым цветом.

Один цветовой тон не характеризует полностью цвета, так как он не учитывает степень разбавления спектрального цвета белым. Поэтому существует понятие чистоты цвета (P), которая определяет долю монохроматического излучения в общей смеси его с белым светом. Иначе говоря, *чистотой цвета* называется отношение яркости L_λ монохроматической составляющей к полной яркости ее смеси с белым светом:

$$P = \frac{L_\lambda}{L} = \frac{L_\lambda}{L_\lambda + L_6}, \quad (\text{VI.1})$$

где L_6 — яркость белой составляющей смеси.

Например, к 30 единицам светового потока спектрального цвета с цветовым тоном 580 нм мы прибавили 70 единиц светового потока белого света. Тогда смесь будет иметь 100 единиц светового потока, а чистота цвета

$$P = \frac{30}{30 + 70} = 0,3 = 30\%.$$

Чистота цвета спектральных цветов равна 100%, так как они не имеют примеси белого цвета.

Все ахроматические цвета имеют чистоту цвета, равную нулю.

Цветовой тон λ и чистота цвета P характеризуют качество цвета. Эти параметры совместно определяют *цветность цвета*.

Но и цветность, являясь качественной характеристикой, не характеризует цвет полностью. Для оценки цвета необходимо указывать, кроме цветности, и его *яркость*, которая является количественной характеристикой цвета. Например, при малых яркостях голубой цвет представляется нам синим, желтый — коричневым, а розовый — бордовым.

Цветовой тон λ , чистота цвета P и яркость L могут однозначно охарактеризовать цвет. Можно сказать, что два цвета одинаковы, если они имеют равные цветность и яркость.

Система λ , P , L неприменима для пурпурных цветов, которые не являются спектральными. Эти цвета (малиновый, вишневый, сиреневый) не могут быть получены путем добавления какого-либо монохроматического излучения к белому.

Для пурпурного цвета цветовой тон характеризуют не длиной волны λ , а длиной волны λ' монохроматического излучения, которое является дополнительным к данному пурпурному цвету.

Чистота цвета чистых пурпурных цветов считается равной единице ($P = 1$).

Для спектральных (монохроматических) и пурпурных цветов

$$L_6 = 0 \text{ и } P = 1.$$

Для белого света $L_\lambda = 0$ и $P = 0$, а для остальных промежуточных цветов $0 < P < 1$.

Дополнительными называют две цвета, которые при смешении образуют ахроматический цвет.

В природе существует бесконечное число пар дополнительных цветов, в том числе и спектральных.

Ориентировочно можно привести названия спектральных взаимодополнительных цветов:

Красный — голубой
Оранжевый — голубой
Желтый — синий и голубой
Желто-зеленый — пурпурный
Зеленый — пурпурный
Голубой — красный и пурпурный
Синий — желтый
Фиолетовый — желто-зеленый

Белый цвет может быть получен путем смешения в определенных количествах любых пар монохроматических излучений, которые связаны соотношением

$$(\lambda_2 - 565,52)(497,78 - \lambda_1) = 223,02, \quad (VI.2)$$

где λ_1 и λ_2 выражены в нм и $\lambda_1 < \lambda_2$.

Но излучения средней части спектра от 570 до 490 нм (зеленое излучение) дополнительных монохроматических цветов не имеют.

Дополнительными к монохроматическим зеленым излучениям условно приняты пурпурные цвета.

В сплошном спектре мы имеем непрерывный переход цветов из одного в другой. На краях спектра находятся красный и фиолетовый цвета. При смешении их можно получить пурпурные цвета. Если присоединить к спектральным цветам еще и пурпурные, то мы получим цветовой замкнутый круг, в котором один цвет постепенно переходит в другой.

Глаз человека даже при благоприятных условиях способен отличить друг от друга лишь около 200 спектральных и чисто пурпурных цветов. Каждый из этих двухсот при разбавлении белым светом может дать множество цветов одного цветового тона и различной чистоты. Из этого множества цветов одинакового цветового тона глаз может отличить друг от друга лишь ограниченное число (от 4 до 25 в зависимости от цветового тона) цветов.

Выше было сказано, что от спектрального состава излучения зависит его цвет. Но один и тот же цвет может быть образован излучениями разного спектрального состава, т. е. каждому данному цвету может соответствовать бесчисленное множество кривых спектрального распределения лучистой энергии. Глаз человека без помощи приборов не в состоянии определять спектральный состав излучения.

Ахроматические цвета при смешении образуют только ахроматические цвета. Спектральные же цвета при смешении обычно не образуют спектральных цветов, так как чистота цвета смеси, как правило, меньше 100%. Исключение составляют цвета на участке спектра от 700 до 575 нм, которые при смешении дают спектральные цвета с чистотой цвета $P = 100\%$.

Рассмотренная система цветовых параметров L , λ , P наглядна для получения представления о цвете излучения, но весьма неудобна для производства цветовых расчетов.

§ 2. ГЛАЗ И ЗРЕНИЕ

АНАТОМИЯ ГЛАЗА

Глаз человека имеет форму, близкую к форме шара с диаметром, равным приблизительно 25 мм. На рис. VI.2 приведен схематический горизонтальный разрез глаза.

Снаружи глаз покрыт твердой белковой оболочкой 5, которая называется *склерой*. Толщина склеры 0,4—1,1 мм. Передняя часть склеры 1 называется *роговой оболочкой*, или *роговицей*. Эта часть склеры прозрачна и имеет в средней части сферическую форму.

С внутренней стороны к склере прилегает *сосудистая оболочка* 6. Эта оболочка имеет сеть кровеносных сосудов, питающих глаз. Передняя часть сосудистой оболочки переходит в *радужную оболочку* 3, окрашенную у разных людей в разный цвет и имеющую в середине отверстие, называемое *зрачком глаза* 2. Диаметр зрачка глаза при изменении освещенности может меняться от 2 до 8 мм. В обычных условиях освещения он равен 3—4 мм. Изменение диаметра зрачка глаза осуществляется мышцами радужной оболочки.

За сосудистой оболочкой глаза расположена третья оболочка 7, называется *сетчатой оболочкой* (иногда *ретиной*). Сетчатка является светочувствительным слоем, она содержит разветвления зрительного нерва. Световоспринимающими элементами сетчатки являются окончания волокон зрительного нерва, которые разделяются на два вида — *колбочки* и *палочки*.

Колбочки имеют диаметр ~ 5 мкм, а палочки — ~ 2 мкм.

В колбочках и палочках имеются различного состава светочувствительные вещества, которые выцветают под воздействием света. Эти светочувствительные вещества с помощью сосудистой оболочки глаза восстанавливаются. Но восстановление светочувствительного вещества палочек происходит гораздо медленнее, чем

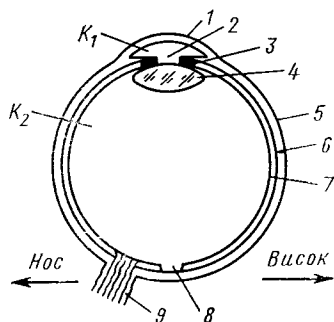


Рис. VI.2. Схема глаза

у колбочек. От палочек и колбочек отходят нервные волокна, через которые световые раздражения передаются в кору головного мозга.

В сетчатке глаза находится около 125 млн. светочувствительных клеток, из которых примерно 6 млн. колбочек и 120 млн. палочек. К нервным волокнам палочки присоединены большими группами (15—400), а колбочки — по одной или по несколько. Различные участки сетчатки глаза неодинаково чувствительны к световым раздражениям.

Наиболее чувствительна центральная ямка, которая находится в центре сетчатки. В ней имеется около 40 тыс. колбочек, а палочки отсутствуют. К центральной ямке прилегает область желтого пятна 8, в котором концентрация колбочек значительно меньше, чем в центральной ямке. В желтом пятне имеются и палочки, число которых растет по мере удаления от центра пятна. По мере удаления от желтого пятна концентрация палочек растет, а колбочек убывает.

Место входа зрительного нерва в глазное яблоко называется *слепым пятном* 9. Этот участок нечувствителен к свету.

За зрачком глаза находится *хрусталик* 4, имеющий форму собирающей линзы. Хрусталик размещен в прозрачной оболочке и охвачен кольцеобразной цилиарной мышцей.

При напряжении этой мышцы хрусталик меняет свою кривизну, а следовательно, и оптическую силу. Это свойство называется *аккомодацией* глаза, оно обеспечивает возможность получения на сетчатке глаза резких изображений различно удаленных предметов.

Пространство между роговой оболочкой и хрусталиком называется *передней камерой* K_1 ; оно заполнено камерной влагой, представляющей собой прозрачную студенистую жидкость.

Пространство внутри глаза между хрусталиком и сетчаткой K_2 заполнено студенистым прозрачным веществом, которое называется *стекловидным телом*.

Подвижность глаза обеспечивается действием шести мышц, которые прикреплены с одной стороны к главному яблоку, а с другой — к глазной орбите. Центр вращения глазного яблока находится внутри глаза примерно на расстоянии 13 мм от вершины роговой оболочки.

Оптическую систему глаза составляют роговая оболочка, передняя камера, хрусталик и стекловидное тело. Оптическая система нормального глаза обеспечивает образование изображения наблюдаемых предметов на сетчатке глаза.

Параметры глаза у разных людей в известных пределах различны, поэтому при расчете приборов ориентируются на среднее значение параметров или на так называемый схематический глаз, схема которого предложена Гульстрандом.

При грубых подсчетах можно считать, что главные точки схематического глаза совпадают (расстояние между ними равно прибли-

зительно 0,25 мм), и такой упрощенный схематический глаз принято называть *редуцированным глазом*.

В табл. VI.1 приведены основные данные схематического глаза. Расстояния в этой таблице отсчитываются от передней вершины роговицы.

Линия, соединяющая главную точку хрусталика с центральным углублением желтого пятна, называется *зрительной осью глаза*, или *линией наилучшего видения*. Эта линия составляет с оптической осью хрусталика угол, который примерно равен 5° .

Таблица VI.1

Характеристики редуцированного глаза (в мм)

Параметры, характеризующие глаз	При покое аккомодирующих мышц	При максимальном напряжении аккомодации
Рефракция, дптр	58,64	70,57
Удаление передней главной точки	1,348	1,772
Удаление задней главной точки	1,602	2,086
Удаление переднего фокуса	—15,707	—12,397
Удаление заднего фокуса	24,387	21,016
Переднее фокусное расстояние	—17,055	—14,169
Заднее фокусное расстояние	22,785	18,930
Удаление входного зрачка	3,047	2,688

Известно, что на экране, установленном в параллельных пучках за телескопической системой или микроскопом, не получается изображения предметов. Для получения изображения, например, за телескопом, необходимо поставить за ним собирающую оптическую систему, которая давала бы изображения предметов на экране. Такой системой является глаз, а роль экрана выполняет его сетчатка.

Оптические приборы являются лишь вспомогательными устройствами, расширяющими область действия глаза.

Глаз представляет собой как бы фотографическую камеру с автоматической фокусировкой в пределах от бесконечности до 100 мм, автоматическим диафрагмированием входного зрачка и восстанавливающимся чувствительным ко всем цветам, светочувствительным слоем.

Наименьшая энергия, еще воспринимаемая глазом, равна $5 \cdot 10^{-17}$ Вт.

Большинство исследователей признают, что зрительные ощущения связаны с изменением зрительного пурпура, находящегося в наружных члениках палочек и колбочек, который под действием света разлагается и обесцвечивается. Этот зрительный пурпур восстанавливается в темноте.

Пороговая освещенность зрачка от точечного источника света составляет около 10^{-9} лк. Абсолютный световой порог хорошо адаптированного к темноте глаза определяется тем, что глаз может обнаружить кратковременную вспышку света, если она вызывает эффективное поглощение в зрительном пурпуре всего лишь нескольких световых квантов. По измерениям С. И. Вавилова, в облученного глаза пороговая чувствительность в среднем лежит около 200 квантов, падающих за одну секунду на зрачок наблюдателя. Число квантов, которые должны поглощаться в сетчатке при пороговом раздражении, в 9—10 раз меньше числа квантов, падающих на зрачок, и достигает примерно 20 в одну секунду.

ТРЕХЦВЕТНАЯ ТЕОРИЯ ЦВЕТА

Глаз получает ощущение цвета только в условиях работы колбочкового аппарата сетчатки. При яркостях, меньших порога возбуждения колбочек, работают только палочки, и сплошной спектр воспринимается глазом как различные градации серого цвета.

Относительная чувствительность колбочек и палочек к излучениям разных длин волн неодинакова и иллюстрируется кривыми видности, приведенным на рис. VI.3.

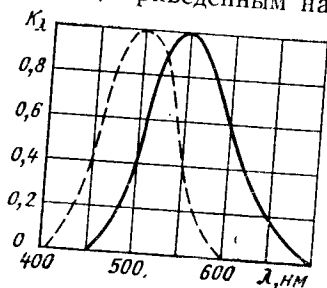


Рис. VI.3. Кривые видности для дневного (сплошная линия) и сумеречного (штриховая линия) зрения

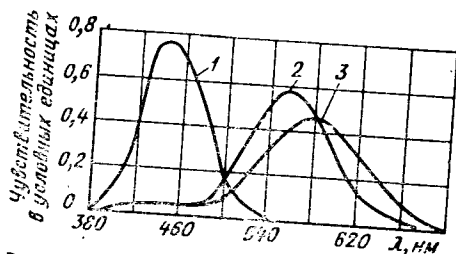


Рис. VI.4. Кривые основных возбуждений глаза:
1 — синий центр; 2 — зеленый центр; 3 — красный центр

На рис. VI.3 видно, что для палочкового зрения максимальная чувствительность сетчатки приходится не на 555 нм, а приблизительно на 507 нм.

Светочувствительная область сетчатки такова, что при неподвижном глазе мы наблюдаем предметы, расположенные под углом до 60° к оси зрения. Но периферийная часть сетчатки играет второстепенную роль по сравнению с центральной ямкой в процессе зрения.

Глаз является очень чувствительным аппаратом с огромным диапазоном чувствительности. Он воспринимает лучистые потоки, отличающиеся по мощности примерно в 10^9 раз, а также ощущает цвета различных излучений.

Опыт показывает, что каждый различаемый глазом цвет можно получить путем сложения взятых в надлежащих долях трех цветов: красного, зеленого и синего. Этот факт, а также результаты изучения встречающихся у ряда лиц аномалий в цветовом восприятии послужили основанием для создания теории трехцветного зрения.

В 1756 г. М. В. Ломоносов впервые высказал мысль о наличии в глазе светочувствительных элементов трех родов, которые по-разному реагируют на свет разного спектрального состава. (М. В. Ломоносов. «Слово о происхождении света, новую теорию о цветах представляющее, июля 1 дня 1756 года говоренное»). Каждый из этих элементов имеет преимущественную чувствительность к одному из трех цветов (красному, зеленому, голубому).

Эта трехцветная теория цветового зрения после М. В. Ломоносова была значительно развита Юнгом и Гельмгольцем, а затем Максвеллом и Кенигом. Было установлено, что светочувствительные элементы третьего рода чувствительны преимущественно не к голубому, а к синему цвету.

На рис. VI.4 приведены кривые основных возбуждений глаза, которые характеризуют чувствительность каждого из упомянутых выше светочувствительных элементов в зависимости от длины волны падающего излучения. Эти светочувствительные элементы сетчатки глаза принято называть красными, синими и зелеными центрами. Они реагируют на излучения различных длин, но максимумы их чувствительности занимают разные положения, и соответствуют трем основным цветам, а именно красному, зеленому и синему.

Если на сетчатку падает красный цвет, то возбуждается в основном красный центр, и в результате свет воспринимается как красный. Аналогичные явления получаются при падении на сетчатку глаза зеленого или синего цвета. Если же в глаз попадает сложный световой поток, то на него реагируют все три светочувствительных центра. В зависимости от соотношения попадающих в глаз световых потоков мы ощущаем результирующий цвет.

При сильном и одинаковом по интенсивности возбуждении всех трех цветовых центров мы ощущаем белый цвет. Если возбуждения одинаковы, но слабы, получается впечатление серого ахроматического цвета.

§ 3. ЗАКОНЫ СМЕШЕНИЯ ЦВЕТОВ

Излучения разных цветов можно смешивать одно с другим и получать новые сложные излучения, отличающиеся по цвету от исходных. Такой метод получения новых цветов носит название *аддитивного синтеза*. Общие законы аддитивного синтеза установлены Г. Грассманом.

Восприятие того или иного цвета обуславливается различным распределением энергии по видимому спектру падающего в глаз

наблюдателя излучения. Монохроматическому излучению соответствует ощущение спектрального цвета.

Опытом установлено, что при смешении цветных излучений световой поток сложного излучения равен сумме световых потоков отдельных составляющих цветных излучений.

Все существующие цвета могут быть получены в результате смешения трех линейно-независимых цветов.

Линейная зависимость между тремя цветами означает, что смесь двух из них может иметь цвет, одинаковый с третьим.

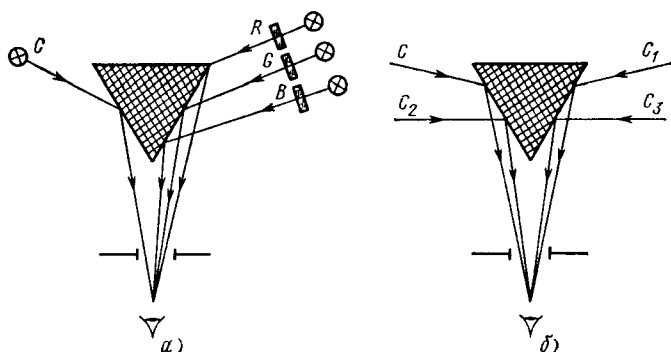


Рис. VI.5. Принципиальная схема трехцветного колориметра

Практика показала необходимость при очень большом числе цветов, воспринимаемых глазом, определять количественную оценку цветов, которая дала бы возможность однозначно обозначать любой цвет и воспроизводить его.

Задачей колориметрии и является нахождение численных характеристик, которые бы однозначно определяли данный цвет.

В качестве трех взаимно независимых цветов приняты: красный R , зеленый G и синий B . Эти цвета обуславливают систему определения цветов, а поэтому называются основными.

Если рассеивающий белый экран осветить основными цветами, то можно подобрать такое их количественное соотношение, при котором экран будет наблюдаться белым.

Световые потоки основных цветов, дающих при смешении белый цвет, называются *единичными*.

Полную одинаковость впечатлений, производимых двумя излучениями на глаз наблюдателя, принято условно обозначать знаком равенства.

Допустим, что на прямоугольную гипсовую призму (рис. VI.5, a), которая может создать поля сравнения, с одной стороны направлено какое-то излучение C , а с другой стороны грань призмы освещена тремя основными цветами R , G и B .

Изменяя соотношение световых потоков R , G и B , добьемся, чтобы поля сравнения были неотличимы как по цветности, так и по яркости. Это условие можно выразить математическим уравнением

$$C = r'R + g'G + b'B. \quad (VI.3)$$

Такое уравнение называется *цветовым уравнением*. Из цветового уравнения следует, что для получения цвета C необходимо смешать r' единиц красного цвета R , g' — зеленого цвета G и b' — синего цвета B . Коэффициенты цветового уравнения r' , g' и b' показывают, сколько единиц каждого из основных цветов следует взять, чтобы получить данный цвет C . Они носят название *коэффициентов цвета*. Величины $r'R$, $g'G$ и $b'B$ называют *цветовыми составляющими* цвета.

В принципе в качестве трех линейно-независимых цветов можно взять и другое сочетание цветов. Очевидно, что, существует бесчисленное множество групп из трех линейно-независимых цветов.

Часто никакая смесь потоков сравнения на одной грани призмы (рис. VI.5, б) не может быть уравнена по цвету с исследуемым потоком на втором поле грани призмы. Но опытом установлено, что имея три линейно-независимых монохроматических излучения, можно найти такое четвертое излучение, которое, будучи смешано с одним из взятых трех излучений, дает цвет, который можно получить смешением двух оставшихся монохроматических излучений.

В математической форме это можно выразить так:

$$C + C_2 = C_1 + C_3, \quad (VI.4)$$

или

$$C = C_1 - C_2 + C_3. \quad (VI.5)$$

Оказывается, что невозможно найти цвет, не связанный линейно с любой группой из трех линейно-независимых цветов.

Смешивая в различных пропорциях основные красный, зеленый и синий цвета, можно получить излучение любого цвета.

Первый закон смешения (закон трехмерности цвета): существует бесчисленное множество групп из трех линейно-независимых цветов, но каждые четыре цвета находятся в линейной зависимости.

Второй закон смешения цветов (закон непрерывности): непрерывному изменению спектра излучения соответствует и непрерывное изменение его цвета.

Третий закон смешения цветов: цвет смеси нескольких излучений зависит только от цветов смешиваемых излучений и не зависит от их спектрального состава.

Пусть, например, даны два цветовых равенства

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= r'_1R + g'_1G + b'_1B; \\ C_2 &= r'_2R + g'_2G + b'_2B. \end{aligned} \right\} \quad (VI.6)$$

Здесь два разных цвета C_1 и C_2 получены путем смещения одинаковых линейно-независимых цветов R , G и B .

Согласно третьему закону

$$C_1 + C_2 = (r'_1 + r'_2)R + (g'_1 + g'_2)G + (b'_1 + b'_2)B, \quad (\text{VI.7})$$

т. е. несмотря на различные спектральные составы излучения правой и левой частей равенств (VI.6) сохраняется цветовое равенство (VI.7).

Из равенства (VI.7) следует, что координаты цвета смеси нескольких излучений равны суммам координат цветов смешиваемых излучений. Это положение подобно правилам сложения векторов

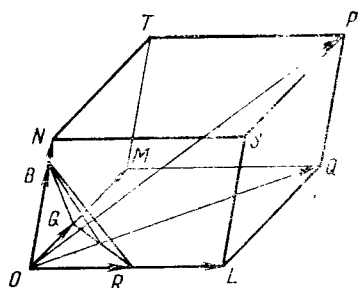


Рис. VI.6. Векторное изображение цвета

и дает возможность получить векторное представление о цвете.

Уравнение (VI.7) можно представить в векторной форме. Из общего начала O в произвольных масштабах отложим векторы, изображающие три цвета R , G и B (рис. VI.6). Эти три цвета линейно-независимы, и, следовательно, изображающие их векторы не должны лежать в одной плоскости. Если векторы расположены в одной плоскости, то возможны случаи, когда диагональ, построенная на двух векторах, совпадает с третьим вектором.

Так как цветовые составляющие имеют то же направление, что и цвета R , G и B , то для получения вектора P , характеризующего цвет смеси, следует сложить цветовые составляющие $OL = r'R$, $OM = g'G$ и $ON = b'B$ по правилу параллелепипеда (рис. VI.6). Таким образом, коэффициенты цвета r' , g' и b' , выполняющие роль координат цвета, определяют величину и направление результирующего вектора OP .

Изменение соотношения между коэффициентами цвета приведет к изменению цветности смеси.

Пропорциональное увеличение коэффициентов цвета не изменит цветности смеси, а приведет лишь к увеличению ее яркости (длина цветового вектора OP увеличивается, но направление его сохраняется).

При смешении двух цветов цвет смеси определяется диагональю параллелограмма, построенного на векторах смешиваемых цветов; при смешении трех цветов — диагональю параллелепипеда; при большем числе складываемых цветов, замыкающей пространственного многоугольника.

Общее начало O векторов соответствует нулевому количеству всех цветов, т. е. изображает черный цвет. Черный цвет не может быть получен в результате сложения двух диаметрально противо-

положных цветовых векторов, а отсюда следует, что все цветовые векторы располагаются в пределах телесного угла, меньшего 2π .

Область пространства, в которой могут существовать цветовые векторы, называется *цветовым пространством*.

КОЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА R, G, B

Колориметрией называется раздел цветоведения, посвященный измерению цветов.

Система R, G, B , введенная британской Национальной физической лабораторией, базируется на возможности получения любого цвета путем смешения трех линейно-независимых цветов, которые приняты за основные.

В качестве основных цветов в 1931 г. приняты следующие монохроматические излучения:

$$R = 700,0 \text{ нм};$$

$$G = 546,1 \text{ нм};$$

$$B = 435,8 \text{ нм}.$$

Цвет R можно получить с помощью лампы накаливания с применением красного светофильтра, цвета G и B может дать ртутная лампа.

Эти излучения в спектре ртутной лампы имеют относительно большую мощность и их легко выделить.

Цвет определяется цветностью и яркостью, т. е. качественно и количественно.

Оказывается, что равные потоки разного цвета оказывают на цвет смеси далеко не одинаковое влияние.

Если смешать цвета R, G и B в фотометрически равных количествах, то цвет смеси не будет белым. Для того чтобы получить смесь белого цвета следует смешать световые потоки в 683 лм цвета R , 3135 лм цвета G и 41 лм цвета B .

Поскольку для получения того или иного цвета играют роль не абсолютные значения световых единиц, а их отношения, то отношение световых потоков можно заменить отношениями пропорциональных им яркостей:

$$L_R : L_G : L_B = 683 : 3135 : 41 = 1 : 4,5907 : 0,0601. \quad (VI.8)$$

Поэтому для нахождения яркости того или иного цвета смеси согласно основному уравнению можно написать

$$L_\Phi = r'L_R + g'L_G + b'L_B. \quad (VI.9)$$

Тогда соотношение смешиваемых лучистых потоков

$$P_R : P_G : P_B = \frac{L_R}{K_R} : \frac{L_G}{K_G} : \frac{L_B}{K_B} = \frac{1}{0,0041} : \frac{4,5907}{0,98433} : \frac{0,0601}{0,01777} = \\ = 243,9 \text{ Вт} : 4,663 \text{ Вт} : 3,384 \text{ Вт}, \quad (VI.10)$$

где K_R, K_G и K_B — коэффициенты относительной видности.

Цвет любой поверхности зависит от условий освещения; отсюда следует, что цветовые измерения необходимо выполнять при определенных (стандартных) условиях освещения.

Установлены четыре *стандартных источника света*: A , B , C , D , которые являются источниками белого света (ГОСТ 7721—76).

Белый свет оценивается глазом по-разному в зависимости от условий наблюдения.

За основной принят также свет E ; его спектральная интенсивность постоянная в пределах видимого участка спектра.

Белый свет A с цветовой температурой 2854 К соответствует условиям вечернего освещения.

Цветовая температура источника — температура абсолютно черного тела, при которой оно излучает свет той же цветности, что и свет данного источника.

Если дело характеризуется цветовой температурой, например, 2854 К, то это не означает, что тело имеет такую температуру. Это означает лишь то, что данное тело является источником света той же цветности, что и абсолютно черное тело при указанной температуре.

Дневное освещение воспроизводится источником белого света B с цветовой температурой 4800 К и источником C с цветовой температурой порядка 6500 К. Свет B по спектральному составу близок к свету C .

В процессе изложения материала под белым светом мы будем понимать свет E .

В качестве источника A может служить газополная электролампа накаливания в 100 Вт, а источниками B и C — та же самая лампа с соответствующими светофильтрами.

Для изменения цветовой температуры источника достаточно изменить спектральный состав его излучения, например, с помощью светофильтров.

На практике часто требуется определять только качественную характеристику цвета светового потока, а именно его *цветность*.

В этом случае удобнее пользоваться относительными значениями коэффициентов цвета, которые называются коэффициентами цветности r , g и b и определяются выражениями

$$\left. \begin{aligned} r &= \frac{r'}{r' + g' + b'} = \frac{r'}{m}; \\ g &= \frac{g'}{r' + g' + b'} = \frac{g'}{m}; \\ b &= \frac{b'}{r' + g' + b'} = \frac{b'}{m}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.11})$$

где $m = r' + g' + b'$ — алгебраическая сумма коэффициентов цвета, т. е. *цветовой модуль*.

Из уравнений (VI.11) следует, что сумма коэффициентов цветности

$$r + g + b = \frac{r' + g' + b'}{m} = 1. \quad (\text{VI.12})$$

Коэффициенты цветности не зависят от яркости цвета и определяют только его цветность. Доказательством этого может служить то, что при пропорциональном изменении коэффициентов r' , g' и b' коэффициенты цветности r , g и b не изменяются.

На практике часто спектральный состав излучений задается соотношением спектральных мощностей в ваттах, а не в единичных цветах. Поэтому необходимо иметь значения коэффициентов цвета для различных спектральных излучений, рассчитанных на единицу мощности (1 Вт).

Такие коэффициенты цвета называются *удельными* коэффициентами; они обозначаются через $\bar{r}$, $\bar{g}$ и $\bar{b}$ и определяются как

$$\bar{r} = \frac{r'}{P}; \bar{g} = \frac{g'}{P} \text{ и } \bar{b} = \frac{b'}{P}. \quad (\text{VI.13})$$

В уравнении (VI.3) левая часть содержит количественные и качественные параметры излучения, а поэтому это равенство можно записать в иной форме:

$$C = f' \Phi = r'R + g'G + b'B, \quad (\text{VI.14})$$

где множитель f' указывает, какое количество условного цвета Φ следует взять, чтобы удовлетворить данному равенству; цвет Φ является единичным цветом.

Под количественными коэффициентами можно подразумевать яркость цветов, и тогда яркость смеси равна сумме яркостей составляющих цветов, т. е.

$$f' = r' + g' + b' = m. \quad (\text{VI.15})$$

Разделив обе части равенства (VI.14) на цветовой модуль m , получим

$$\frac{f'}{m} \Phi = \frac{r'}{m} R + \frac{g'}{m} G + \frac{b'}{m} B.$$

Принимая во внимание равенства (VI.11) и (VI.15), единичный цвет можно выразить через коэффициенты цветности:

$$\Phi = rR + gG + bB, \quad (\text{VI.16})$$

или

$$\frac{C}{m} = rR + gG + bB.$$

Из формулы (VI.12) следует, что независимыми переменными являются только любые два коэффициента цветности, а третий

коэффициент цветности оказывается зависимым от остальных двух; так, например,

$$r = 1 - (g + b).$$

Исходя из этого, любой цвет может быть изображен графически.

Цветность определяется двумя параметрами, а поэтому цветовой график будет плоским.

ЦВЕТОВОЙ ТРЕУГОЛЬНИК

Для белого света равноинтенсивного источника E

$$r' = g' = b' = 1;$$

следовательно, коэффициенты цветности

$$r = g = b = \frac{1}{3}.$$

Возьмем равносторонний треугольник, высота которого равна единице (рис. IV.7.). Алгебраическая сумма перпендикуляров, опущенных на его стороны из любой точки, находящейся внутри или вне этого треугольника, равна высоте (единице).

В вершинах этого равностороннего треугольника расположим основные цвета R, B, G .

Сумма коэффициентов цветности, так же как и сумма перпендикуляров треугольника, опущенных на его стороны из произвольной точки плоскости треугольника, равна единице, а поэтому каждый из перпендикуляров может представлять один из коэффициентов цветности r, b, g .

Точка, соответствующая белому цвету E , будет совпадать с центром тяжести треугольника, и уравнение белого цвета имеет вид

$$E = \frac{1}{3} R + \frac{1}{3} G + \frac{1}{3} B. \quad (\text{VI.17})$$

Положение любого иного цвета в треугольнике также определяется по принципу нахождения центра тяжести, если три основных цвета R, G и B рассматривать как три силы, приложенные к вершинам треугольника (силы соответствуют количествам красного, зеленого и синего цвета в смеси, воспроизводящей взятый цвет).

Все цвета, которые могут быть получены непосредственным смешением трех основных цветов R, G и B согласно уравнению (VI.16), размещаются внутри цветового треугольника (рис. VI.7, а).

Если положение точки внутри треугольника задано, то перпендикуляры, опущенные из нее на стороны треугольника, дадут непосредственно коэффициенты цветности, и эти коэффициенты будут положительными.

Перпендикуляр, опущенный на сторону треугольника, даст коэффициент цветности основного цвета, расположенного в вершине треугольника, лежащей против данной стороны.

Цвета, которые не могут быть получены непосредственным смешением трех основных цветов, располагаются вне площади цветowego треугольника (рис. VI.7, б), но алгебраическая сумма высот, опущенных на стороны треугольника из точки данной цветности также равна единице. Эти высоты выражают коэффициенты цветности.

Уравнение цвета Φ (рис. (VI.7, б) будет иметь вид

$$\Phi = -rR + gG + bB.$$

Точки, расположенные на сторонах цветowego треугольника, обозначают цветности, получаемые смешением соответствующих пар основных цветов.

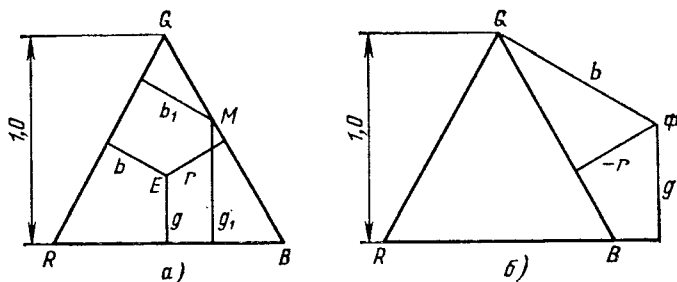


Рис. VI.7. Цветовой треугольник

Например, если точка M (рис. VI.7, а) обозначает смесь цветов G и B , то цветность цвета в точке M может быть представлена уравнением

$$M = g_1G + b_1B,$$

где g_1 и b_1 — коэффициенты цветности.

Из рисунка видно, что $\frac{g_1}{b_1} = \frac{BM}{GM}$, и, следовательно, точка M делит отрезок BG на части, обратно пропорциональные коэффициентам цветности смешиваемых цветов, что соответствует правилу центра тяжести.

Цвет смеси двух цветов всегда лежит на прямой линии, соединяющей точки смешиваемых цветов.

Применяя правило центра тяжести, можно найти графически коэффициенты цветности, не опуская высот из точки цвета на стороны треугольника (рис. VI.8), высота которого равна единице. Действительно,

$$\frac{\Phi N}{RN} = r; \quad \frac{\Phi M}{BM} = b; \quad \frac{\Phi K}{GK} = g. \quad (\text{VI.18})$$

Можно сделать вывод, что на сторонах треугольника располагаются цвета, получившиеся в результате смешения основных цветов попарно.

На биссектрисах равностороннего треугольника располагаются цвета, получающиеся от смешения одного из основных цветов с белым цветом E .

В 1931 г. Международной осветительной комиссией (МОК) были утверждены значения коэффициентов цветности, которые были подсчитаны для всех спектральных цветов (цветов однородных излучений). Коэффициенты цветности были получены при уравнивании двух полей сравнения. Одно поле последовательно освещалось однородными спектральными излучениями с интервалом 5 нм, а второе поле освещалось комбинациями трех основных цветов.

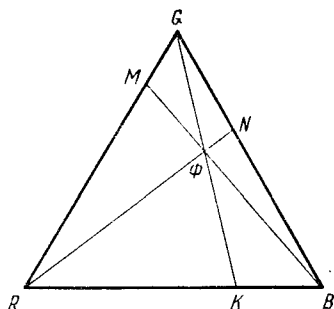


Рис. VI.8. Графическое нахождение коэффициентов цветности в цветовом треугольнике R, G, B

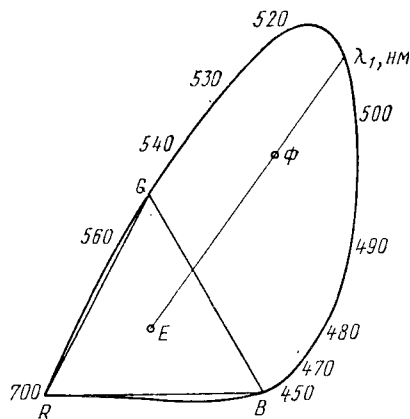


Рис. VI.9. Цветовой график в системе R, G, B

Линия, являющаяся геометрическим местом точек спектральных и чистых пурпурных цветов, называется *линией спектральных цветов*.

На рис. VI.9 представлен цветовой треугольник с нанесенной линией спектральных цветов. Цифры вдоль линии спектральных цветов указывают длины их волн.

Все спектральные цвета, кроме R, G и B , расположены вне цветового треугольника и, следовательно, для каждого из них один из коэффициентов цветности отрицателен.

Представленный на рис. VI.9 график называется *цветовым графиком*. Цветовой график очень наглядно объясняет многие свойства цветов, о которых говорилось выше.

Соединим прямой линией произвольный спектральный цвет λ_1 с точкой белого цвета E . На этой линии расположатся все цвета цветового тона λ_1 , но чистота их по мере перемещения от спектрального цвета к белому E будет убывать от 100 % до нуля.

График показывает, что любой цвет с насыщенностью меньше 100% может быть получен в результате смешения бесчисленного количества пар спектральных цветов. Для этого следует через точку цвета, находящуюся внутри кривой спектральных цветов,

провести прямую линию до пересечения с линией спектральных цветов. Прямая линия, проведенная в произвольном направлении через точку E белого цвета, при пересечении с линией спектральных цветов определит два дополнительных цвета. Соединяя прямой линией два спектральных цвета, мы на этой линии получим точки, характеризующие смесь, и эта смесь не является спектральным цветом. Но на участке 700—575 нм, где линия спектральных цветов близка к прямой, при смешении двух спектральных цветов можно получить практически спектральные оранжевые цвета.

Для определения точки смеси двух цветов Φ_1 и Φ_2 точки этих цветов следует соединить прямой линией и разделить эту линию на столько частей, сколько единиц содержится в сумме коэффициентов цвета цветов Φ_1 и Φ_2 . Далее от точки цвета Φ_1 следует отложить столько единиц, сколько их содержится в сумме коэффициентов цвета Φ_2 . Полученная точка будет точкой смеси цветов Φ_1 и Φ_2 .

Смещение белого света со спектральным может быть сведено к смешиванию трех линейно-независимых спектральных излучений — двух дополнительных для белого света и добавляемого к нему спектрального.

В данной книге не изложена методика расчета цвета по известному распределению энергии в спектре источника.

Имея эти данные, можно рассчитать коэффициенты ¹ цвета, затем коэффициенты цветности и по ним найти точку цвета на цветовом графике.

Система R , G и B дает возможность разрешить все вопросы, связанные с определением цвета, но наличие в ней отрицательных цветовых коэффициентов значительно усложняет цветовые расчеты.

Невозможно найти цветовой треугольник, в вершинах которого расположены спектральные или сложные реальные цвета и который находится вне контура линии спектральных цветов. Следовательно какие бы реальные цвета не были выбраны в качестве основных, некоторые цвета будут находиться вне треугольника и иметь отрицательные коэффициенты цветности.

Это привело к утверждению в 1931 г. новой системы определения цвета — системы X , Y , Z .

КОЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА X , Y , Z

Эта система, как и система R , G , B , построена на основе трех основных цветов X , Y , Z , которые являются единичными. Параметры X , Y , Z выбраны так, чтобы каждый из них представлял комбинацию цветов R , G и B .

¹ С приемами расчета коэффициентов цвета можно познакомиться в книгах [9, 30].

Система X, Y, Z должна удовлетворять следующим основным условиям.

1. Реально существующие цвета не должны иметь отрицательных коэффициентов. Это условие выполнимо только в том случае, когда все реальные цвета помещаются на площади, ограниченной сторонами нового цветового треугольника. Отсюда следует, что основные цвета этой системы (они имеют лишь расчетный смысл), соответствующие вершинам треугольника, будут находиться вне контура линии спектральных цветов и не являются реальными цветами.

2. Точка, соответствующая положению равноэнергетического излучателя E , должна находиться в центре тяжести цветового треугольника.

3. В новой системе основных цветов X, Y, Z только составляющая Y должна определять яркость, а составляющие X и Z должны быть по яркости равны нулю.

4. Для равноэнергетической смеси E все коэффициенты цвета должны быть равны между собой.

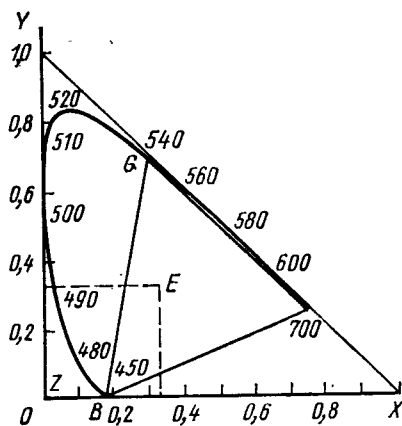


Рис. VI.10. Цветовой график в системе X, Y, Z

Новая система строится в плоскости прямоугольных координат. Основные цвета X, Y, Z размещаются в вершинах равнобедренного прямоугольного треугольника (рис. IV.10).

Тот факт, что белый цвет, как и в системе R, G, B , располагается в центре тяжести треугольника X, Y, Z , дает возможность написать уравнение

$$X + Y + Z = R + G + B. \quad (\text{VI.19})$$

Цвет светового потока $C = r'R + g'G + b'B$ в системе X, Y, Z выражается в форме

$$C = x'X + y'Y + z'Z. \quad (\text{VI.20})$$

Компоненты уравнения (VI.20) выполняются определенными функциями уравнения (VI.3):

$$\left. \begin{aligned} x' &= f_1(r', g', b'); \\ y' &= f_2(r', g', b'); \\ z' &= f_3(r', g', b'), \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.21})$$

а новые расчетные единицы X, Y, Z составлены из прежних R, G, B :

$$\left. \begin{aligned} X &= r'_x R + g'_x G + b'_x B; \\ Y &= r'_y R + g'_y G + b'_y B; \\ Z &= r'_z R + g'_z G + b'_z B. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.22})$$

После определения коэффициентов r'_x, g'_x, b'_x и др. выражения (VI.22) для новых единичных основных цветов принимают вид

$$\left. \begin{aligned} X &= 0,4184R - 0,0912G + 0,0009B; \\ Y &= -0,1587R + 0,2524G - 0,0025B \\ Z &= -0,0828R + 0,0157G + 0,1786B. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.23})$$

Яркость этих единичных цветов системы X, Y, Z определяется выражениями

$$\left. \begin{aligned} L_x &= 0,4184 - 0,0912 \cdot 4,5907 + 0,0009 \cdot 0,0601 = 0; \\ L_y &= -0,1587 + 0,2524 \cdot 4,5907 + 0,0025 \cdot 0,0601 = 1; \\ L_z &= -0,0828 + 0,0157 \cdot 4,5907 + 0,1786 \cdot 0,0601 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.24})$$

По аналогии с системой R, G, B параметры x', y' и z' являются коэффициентами цвета.

Коэффициенты цветности в новой системе также выражаются через коэффициенты цвета:

$$x = \frac{x'}{m}; \quad y = \frac{y'}{m}; \quad z = \frac{z'}{m}, \quad (\text{VI.25})$$

где $m = x' + y' + z'$ цветовой модуль.

Так как $x + y + z = 1$, то независимыми переменными являются только два коэффициента (x и y).

Для цветовых расчетов коэффициенты цветности x, y, z монохроматических излучений, вычисленные на основании уравнений (VI.21) и (VI.25), а также и значения удельных коэффициентов $\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$ (VI.13), обычно сводятся в таблицы.

В средней части графика (рис. VI.10) расположен белый цвет E . Вдоль линии спектральных цветов на графике указаны длина волн в нм.

По коэффициентам цвета x', y', z' определяются коэффициенты цветности x, y, z . Зная x и y , можно найти на графике точку данной цветности. Через найденную точку цветности и точку белого цвета проводят прямую линию до пересечения с линией спектральных цветов и определяют цветовой тон λ .

По кривым одинакового значения чистоты определяется чистота цвета P .

На рис. VI.11 представлены кривые коэффициентов цветности в системы X, Y, Z, на рис. VI.12—VI.15 — цветовые графики системы X, Y, Z.

Цветовая координатная система МКО XYZ нашла всеобщее применение в колориметрии. Однако эта система неудобна для представления и сравнения цветовых различий, так как в отношении зрительного восприятия ее график цветностей неравномерен. Поискам цветовой системы со зрительно однородным графиком цветностей было посвящено много исследований, однако до сих пор этот вопрос нельзя считать полностью решенным. Основой

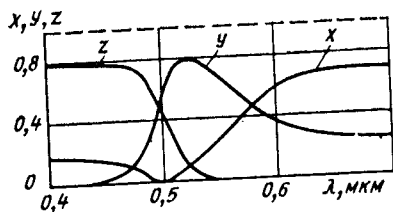


Рис. VI.11. Кривые трехцветных коэффициентов в системе X, Y, Z

графика цветностей с равномерной шкалой цветовых различий (РШЦ) является график, предложенный Джаддом.

В 1961 г. МКО рекомендовала для использования в качестве равноконтрастного график Мак-Адама, характеризующийся приблизительно равномерной шкалой цветности для цветов с пренебрежимо малыми различиями яркости. Этот график получен из

графика Джадда путем небольшого его видоизменения, в результате которого одна из координат, а именно V, становится равной яркости Y, и формулы пересчета координат цветности между этой системой и системой МКО X, Y, Z оказываются более простыми. Пересчет координат цветности между системой МКО 1931 X, Y, Z и равноконтрастной системой МКО 1960 U, V, W осуществляется по следующим формулам:

$$u = \frac{2x}{-x + 6y + 1,5}; \quad v = \frac{3y}{-x + 6y + 1,5}; \quad (\text{VI.26})$$

$$x = \frac{1,5u}{u - 4v + 2}; \quad y = \frac{v}{u - 4v + 2}. \quad (\text{VI.27})$$

График Мак-Адама можно получить путем проекции графика XYZ на плоскость UV, находящуюся под определенным пространственным углом наклона к плоскости XY.

§ 4. ИЗМЕРЕНИЕ ЦВЕТА

Приборы, предназначенные для измерения цвета, называются *колориметрами*.

Если известны спектральные коэффициенты отражения поверхности и распределение энергии в спектре источника излучения, освещающего поверхность, то можно рассчитать цвет светового потока, отраженного от данной поверхности. Но расчет света — очень трудоемкая работа, особенно если источник света имеет сплошной спектр. В настоящее время для этих целей применяют ЭВМ.

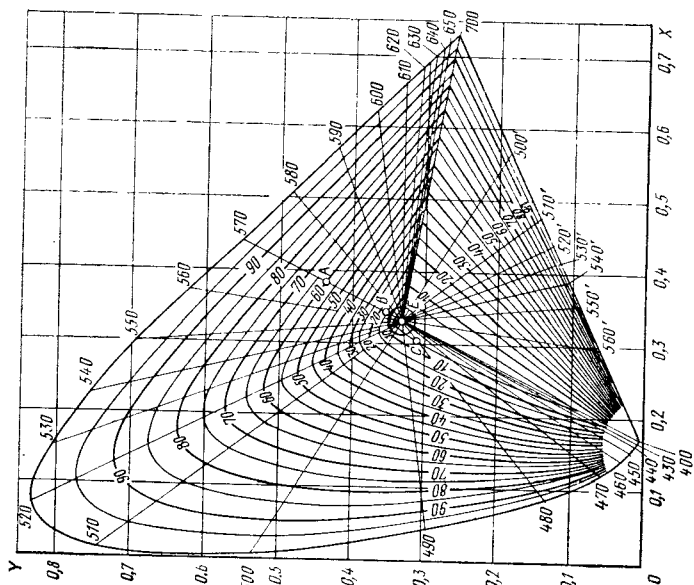


Рис. VI.12. Цветовой график для источника E

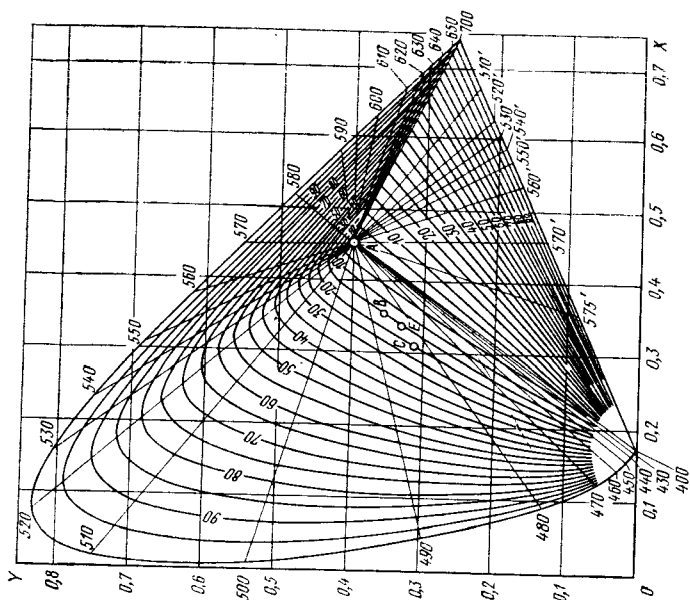


Рис. VI.13. Цветовой график для источника A

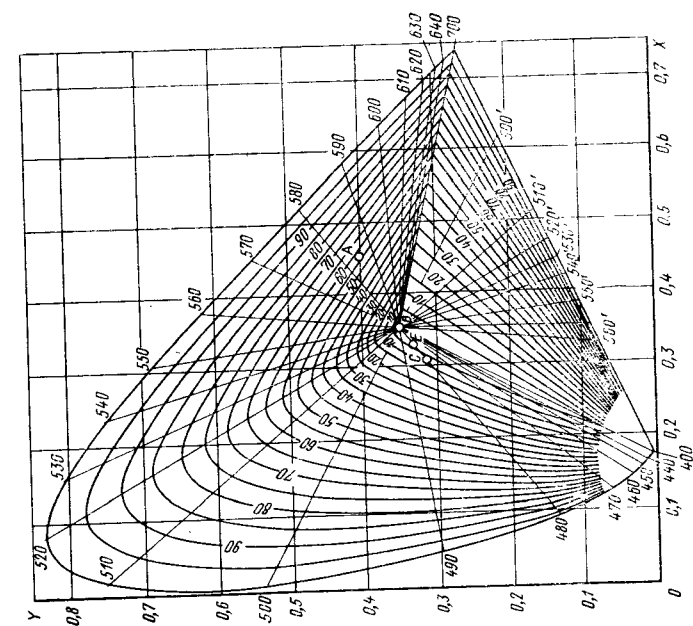


Рис. VI.14. Цветовой график для источника В

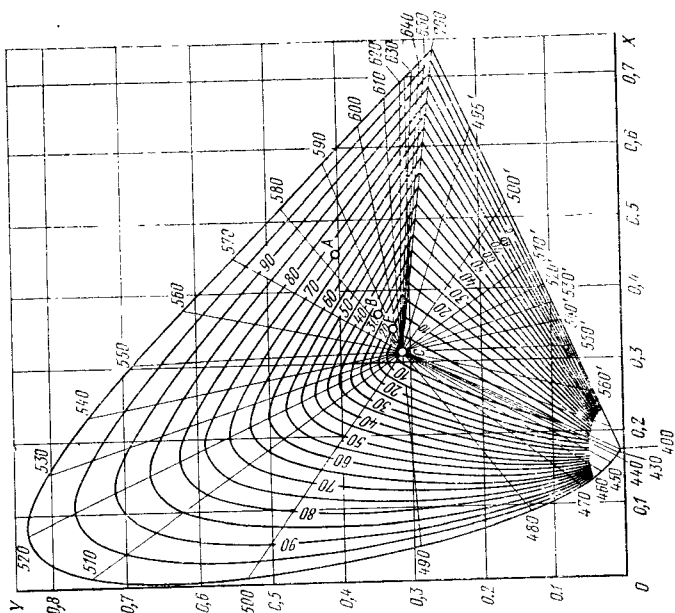


Рис. VI.15. Цветовой график для источника С

Колориметры позволяют непосредственно измерять цвет.

В зависимости от приемника радиации колориметры разделяют на визуальные и объективные. В *визуальных* колориметрах приемником излучения является глаз человека, а в *объективных* — тот или иной физический приемник, например фотоэлемент.

Тенденция развития колориметрических приборов такова, что удельный вес фотоэлектрических колориметров неуклонно увеличивается.

ВИЗУАЛЬНЫЕ КОЛОРИМЕТРЫ

Принцип действия визуальных колориметров основан на трехцветной теории цвета.

В этих колориметрах глаз человека используется в качестве инструмента, устанавливающего равенство измеряемого цвета и цвета сравнения. Одна половина поля зрения колориметра, разделенного прямолинейной границей на две равные части, заполняется измеряемым цветом, а другая — цветом сравнения.

Наблюдатель, изменяя интенсивности компонент цвета сравнения добивается колориметрического равенства, т. е. уравнивания по цвету правой и левой половинок поля зрения. Зная количественное соотношение компонент цвета сравнения, можно определить коэффициенты цветности.

Полное колориметрическое равенство требует уравнивания полей сравнения как по яркости, так и по цветности.

Практикой установлено, что равенство цветов полей сравнения, достигнутое при достаточно больших их яркостях ($L > 8 \text{ кд} \times \text{м}^{-2}$), нарушается при уменьшении этих яркостей в одинаковое число раз.

Цветовые свойства глаза определяются работой колбочкового зрительного аппарата, поэтому цветовое равенство будет нарушено при смещении изображения полей сравнения из центральной части сетчатки глаза к периферии.

В настоящее время МКО рекомендует использовать поля сравнения с угловым размером 10° .

Для правильного определения цвета светочувствительность и цветочувствительность глаза наблюдателя не должны отличаться от чувствительности глаза «стандартного наблюдателя» [9].

Яркость полей сравнения визуального колориметра должна быть не меньше 8 кд/м^2 , но не более 10^4 кд/м^2 .

Визуальные колориметры делятся на аддитивные и субтрактивные в зависимости от метода, который применяется для изменения цвета поля сравнения.

АДДИТИВНЫЕ КОЛОРИМЕТРЫ

Визуальные колориметры, в которых цвет поля сравнения изменяется путем оптического сложения нескольких цветов, называются *аддитивными колориметрами*.

Обычно в аддитивных колориметрах цвет поля сравнения образуется путем изменения мощности трех смешиваемых излучений (R , G и B), спектральные составы которых остаются при этом неизменными.

Такие колориметры называют *трехцветными колориметрами*.

К группе аддитивных колориметров относят также монохроматические колориметры, в которых цветность смеси изменяется смешением белого цвета с монохроматическим излучением. Но такое смешение можно рассматривать как частный случай трехцветного смешения, так как белый цвет может быть получен путем смешения двух дополнительных цветов.

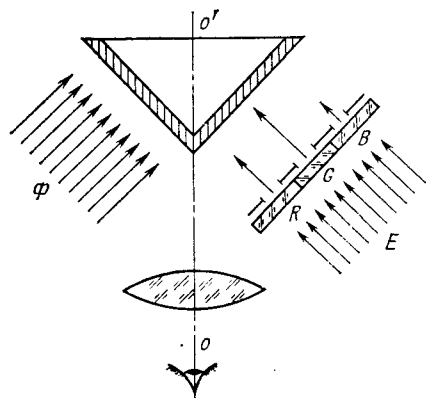


Рис. VI.16. Принципиальная схема аддитивного колориметра

На рис. VI.16 представлена принципиальная схема визуального аддитивного колориметра. Свет от лампы накаливания проходит через красный, зеленый и синий светофильтры. За светофильтрами установлены диафрагмы переменной площади открытия. С помощью этих диафрагм изменяют красный, зеленый и синий световые потоки, падающие на правое поле сравнения, пока не добьются цветового уравнивания полей.

Степень закрытия диафрагм определяется по шкалам. При цветовом равенстве полей сравнения показания шкал позволяют считать коэффициенты цветности измеряемого излучения. Шкалы можно предварительно проградуировать в коэффициентах цветности r , g и b .

В настоящее время существует ряд конструкций колориметров. Среди них широкое применение нашел визуальный колориметр, разработанный Л. И. Демкиной в Государственном оптическом институте.

Принципиальная схема этого колориметра представлена на рис. VI.17, а. Лампа накаливания (300 Вт) помещена в цилиндре 1, внутренняя поверхность которого покрыта окисью магния или серноокислым барием (источник А). Внутренняя стенка О цилиндра является источником света для прибора.

Линза 3 изображает стенку О на белом матовом экране 6. Перед линзой 3 находится диафрагма 2, вид которой со стороны осветителя 1 изображен на рис. VI.17, б. В диафрагме 2 сделаны три выреза в виде секторов, которые закрыты тремя светофильтрами: красным R, зеленым G и синим B. Каждый из трех вырезов

может закрываться отдельной заслонкой, вращаемой вокруг общей оси. На заслонках нанесены шкалы, по которым относительно неподвижных индексов можно определить действующую площадь каждого из трех светофильтров в градусах. Если закрыты полностью две заслонки и открыта третья, то экран 6 (рис. VI.17, а) будет освещен лучами только одного какого-нибудь цвета. Перекрывая определенным образом светофильтры, можно получить на экране 6 желаемый цвет в пределах цветностей, ограниченных треугольником R , G и B , и яркостей, создаваемых осветителем 1.

Цветность пучков света, проходящих через светофильтры, определяют положение вершин треугольника.

Колориметр позволяет определять цвет поверхности светорассеивающего отражающего образца 9 или прозрачного светофильтра 11.

Образец освещается лампой накаливания 7 (300 Вт) с цветовой температурой 2854 (источник А).

Если желательно знать цвет образца при источнике В или С, то свет от источника А пропускают через двойной жидкостной фильтр 8. Если измеряют цвет светофильтра 11, то вместо рассеивающего образца 9 отверстие коробки 10 закрывается белой рассеивающей поверхностью. При проведении цветowych измерений светорассеивающих образцов лучи света направляют на образец под углом в 45° , а наблюдение ведется по нормали к поверхности образца. Коробка 10 защищает образец от попадания постороннего света.

Свет излучения образца и экрана 6 попадает в куб-призму Люммера 5, которая расположена около непрозрачной части диафрагмы 2. Окуляр 4 позволяет наблюдать поля сравнения, создаваемые куб-призмой 5.

Может оказаться, что цветность излучения, отраженного от окрашенного образца или прошедшего через исследуемый фильтр, окажется лежащей вне площади треугольника R , G , B , например в точке F (рис. VI.17, в). В этом случае никакой комбинацией раскрытия светофильтров диафрагмы 2 (рис. VI.17, а) не удастся добиться колориметрического равенства.

Для измерения цвета такой насыщенности в колориметре имеется «разбавитель», который дает возможность добавить белый или окрашенный цвет к цвету исследуемого образца. Нужная степень разбавления осуществляется в приборе с помощью системы зеркал 12, 13 и 15. Зеркало 15 помещено перед непрозрачным центром диафрагмы 2 и отражает белый свет от осветителя 1 на второе зеркало 13, которое посылает свет на зеркало 12. Зеркало 12 представляет собой стеклянную плоскопараллельную пластинку с коэффициентом отражения около 8%, незначительно изменяющую яркость измеряемого излучения.

Если нет надобности в разбавлении излучения образца, то пучок света перекрывается заслонкой 14. Заслонка может быть

заменена светофильтром, если к излучению образца необходимо добавить не белый свет, а окрашенный.

Яркость исследуемого образца может изменяться при смещении лампы 7 вдоль рельса, на котором она установлена. Число делений на шкалах заслонок диафрагмы 2 характеризует координаты цвета, от которых легко перейти к координатам цветности.

Л. И. Демкиной был разработан колориметр переносного типа, который является видоизменением рассмотренной схемы колориметра.

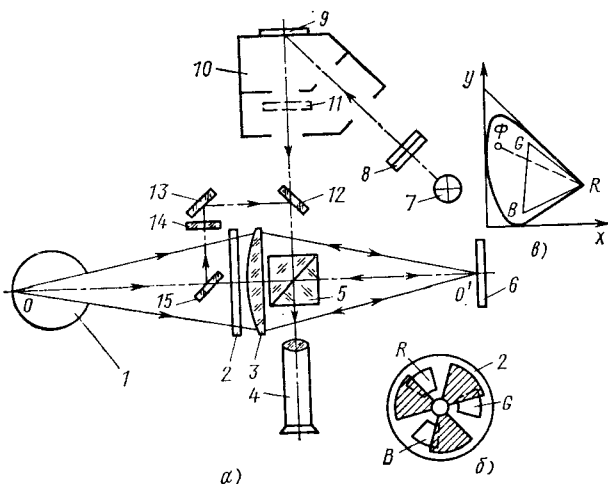


Рис. VI.17. Схема колориметра Демкиной

За границей используются трехцветные аддитивные колориметры, основанные на схемах Гилда, Дональдсона, Рихтера и др. [9].

К аддитивным колориметрам следует отнести простой прибор, который известен под названием диск Максвелла. Если быстро чередовать действие на глаз различных излучений, то в результате инерции зрения мы получим слитное ощущение от этих излучений, причем будем воспринимать единый цвет, который представляет собой аддитивную смесь цветов всех действующих излучений. На этом принципе основано смешение цветов на диске Максвелла.

Этот прибор имеет форму диска, который насажен на оси мотора и приводится во вращение со скоростью 2000 об/мин. На диск (рис. VI.18) накладываются четыре сектора, которые образуются расположенными друг под другом цветными кругами с радиальными разрезами. Обычно берутся секторы основных цветов R , G и B и черный сектор. На центральную часть диска накладывается круг, окрашенный в цвет, подлежащий определению. Изменяя угловую величину секторов, добиваются такого

положения, когда при вращении диска исследуемый центральный круг не будет отличаться по цвету от цвета внешнего кольца. Черный цвет служит для уравнивания яркостей смешиваемых цветов.

Допустим, что при цветовом равновесии (внутренний круг и внешнее кольцо неразличимы по цвету) красный, зеленый и синий секторы раскрыты соответственно на r' , g' и b' градусов.

Тогда уравнение цвета центрального круга может быть записано в виде

$$\Phi = r'R + g'G + b'B.$$

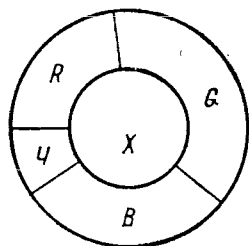


Рис. VI.18. Диск Максвелла

При работе с таким колориметром нельзя забывать, что при определенной окраске секторов цвета отраженных от них излучений зависят от спектрального состава облучающего источника света.

СУБТРАКТИВНЫЕ КОЛОРИМЕТРЫ

Субтрактивными называются колориметры, принцип работы которых основан на вычитании цветов. Эти колориметры менее распространены по сравнению с аддитивными, так как расчет цвета сравнения и градуировка их гораздо сложнее по сравнению с аддитивными колориметрами, хотя их конструкция проще.

В субтрактивных колориметрах цвета смеси сравнения получаются путем трехкратного последовательного вычитания из белого света красной, зеленой и синей составляющих с помощью трех цветных клиньев. Белый свет применяется потому, что он в своем составе имеет все длины волн видимого спектра.

Из цвета произвольного излучения можно выделить лишь те цвета, которые входят в его состав, поэтому получить желаемое излучение не всегда возможно.

На рис. VI.19 представлена принципиальная схема субтрактивного колориметра, предназначенного для работы в полевых условиях. Дневной свет падает на объект 5, цвет которого необходимо определить. Изображение этого объекта окуляр 1 рисует в плоскости выходного зрачка. На белую светорассеивающую пластинку 4 падает тот же дневной свет; он отражается призмой 3, проходит светофильтры (цветные клинья) — R , — G , — B и H и призмой сравнения 2 направляется в окуляр 1, рисующий в плоскости выходного зрачка вторую половину поля зрения.

Клин — R поглощает красный цвет и пропускает все остальные цвета (выглядит сине-зеленым), клин — G поглощает зеленый цвет (выглядит пурпурным) и клин — B поглощает синий цвет (выглядит желтым).

В одной половине поля зрения окуляра наблюдается цвет объекта 5, а в другой — цвет смеси, которая получилась в результате вычитания из белого цвета цветов R , G и B .

Клин H (нейтральный) предназначен для уравнивания яркости полуполей сравнения.

Светофильтры — R , — G , — B и H выполнены в виде клиньев для того, чтобы вдвигая или выдвигая их, можно было менять толщину поглощающего слоя. Величины смещения клиньев отсчитываются по шкалам и могут характеризовать коэффициенты цвета. Но следует заметить, что реальные светофильтры, как правило, не имеют резкой границы между областями пропускания и по-

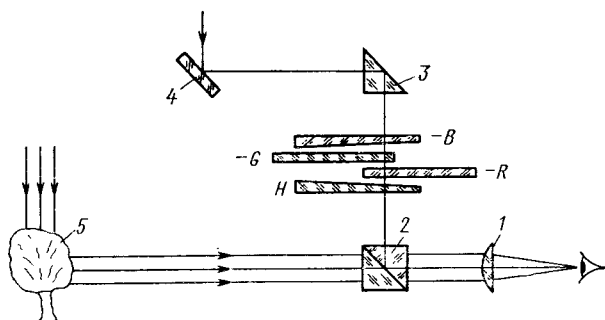


Рис. VI.19. Схема полевого субтрактивного колориметра

глощения, а поэтому невозможно получить независимое поглощение трех участков спектра тремя светофильтрами.

При измерении цвета с помощью такого колориметра оптическую ось прибора наводят на объект измерения и, наблюдая в окуляр, перемещением клиньев добиваются уравнивания полуполей сравнения. Отсчет смещения клиньев берется по шкалам, связанным с клиньями. В этом приборе используется дневной свет, который нельзя считать постоянным, а поэтому градуировка прибора зависит от состава дневного света.

Если колориметр предназначен для замера цвета объектов с известной кривой спектрального отражения, то можно подобрать такие клинья, у которых общая кривая спектрального пропускания совпадает с кривой спектрального отражения объектов измерения. В этом случае результат определения цвета будет мало зависеть от условий освещения.

Недостатком визуальной колориметрии является то, что цветовое равновесие, устанавливаемое наблюдателем в поле зрения, зависит от спектральных характеристик его цветового зрения, которые не вполне одинаковы у различных людей. Этот факт привел к развитию колориметров, в которых приемником излучений является не глаз, а тот или иной из физических приемников чистой энергии.

В объективных (фотоэлектрических) колориметрах роль глаза выполняют фотоэлементы, ФЭУ или фотодиоды.

При освещении активной поверхности фотоэлемента в его цепи возникает электрический ток, пропорциональный мощности падающего излучения. Это свойство фотоэлемента и используется в объективных колориметрах. Колориметры называются объективными потому, что работа их не зависит от субъективных особенностей глаза человека.

Фотоэлемент, подобно глазу человека, аддитивно реагирует на падающую лучистую мощность, что позволяет вычислять действие сложного излучения, суммируя действия его составляющих частей.

На рис. VI.20 представлена принципиальная схема объективного колориметра. Световой поток, цвет которого необходимо измерить, направляется на три фотоэлемента 4, 5 и 6. В электрическую цепь каждого фотоэлемента включен гальванометр.

Перед фотоэлементами установлены светофильтры 1, 2 и 3, кривые спектрального пропускания которых подобраны определенным образом, а именно:

$$\tau_1(\lambda) = k_1 \frac{\bar{x}(\lambda)}{v_1(\lambda)}; \quad \tau_2(\lambda) = k_2 \frac{\bar{y}(\lambda)}{v_2(\lambda)}; \quad \tau_3(\lambda) = k_3 \frac{\bar{z}(\lambda)}{v_3(\lambda)},$$

где k_1 , k_2 и k_3 — постоянные коэффициенты; $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ и $\bar{z}(\lambda)$ — удельные коэффициенты смешения; $v_1(\lambda)$, $v_2(\lambda)$ и $v_3(\lambda)$ — спектральная чувствительность фотоэлементов.

Кривые спектрального пропускания светофильтров подобраны таким образом, чтобы отклонения стрелок гальванометров были пропорциональны коэффициентам цвета.

Вместо трех фотоэлементов можно применить один фотоэлемент, при этом необходимо три светофильтра попеременно устанавливать перед фотоэлементом. В этом случае стрелка гальванометра также будет отклоняться на угол, пропорциональный координатам цвета.

В нашей стране разработано несколько конструкций объективных колориметров. Так, например, в колориметрической лаборатории Всесоюзного научно-исследовательского светотехнического института (ВНИСИ) Д. А. Шкловером и Р. С. Иоффе создан универсальный фотоэлектрический колориметр, обеспечивающий высокую точность измерений.

В этой же лаборатории разработаны фотоэлектрические колориметры с непосредственным отсчетом цвета: КНО-2 и КНО-3.

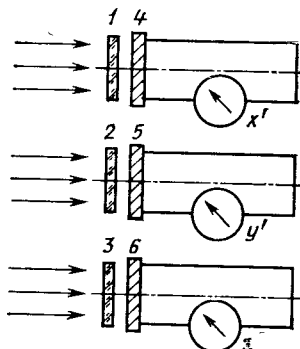


Рис. VI. 20. Принципиальная схема объективного колориметра

При работе с этими приборами цветность измеряемого излучения получается непосредственно на цветовом графике самого прибора и нет надобности в проведении расчетов.

В приборе имеются три корректирующих светофильтра: $X_{пр}$, Y и Z . Для вычисления координаты цвета X используется следующее равенство:

$$X_{пр} = 0,833X + 0,333Y - 0,167Z,$$

Отрегулировав пропускание светофильтров так, чтобы значения фототоков для равноэнергетического спектра были равны ($i_x = i_y = i_z$), получаем

$$X = 1,2i_x - 0,4i_y + 0,2i_z; \quad Y = i_y; \quad Z = i_z.$$

В приборах КНО-3 применен только один фотоэлемент хотя, в нем используются три корректирующих светофильтра.

На рис. VI.21 представлена принципиальная оптическая схема прибора. Нить накала 1 конденсором 2 проецируется на плоскость линзы 7 после прохождения нейтрального ослабляющего фильтра 4 и корректирующих фильтров 6, расположенных на револьверном диске. Зеркало 8 направляет излучение на объект измерения 10, а затем на кольцевой селеновый фотоэлемент 9. (5 — кассета для измеряемых прозрачных образцов).

Рис. VI.21. Принципиальная оптическая схема колориметра КНО-3:

1 — осветитель; 2 — конденсор; 3 — диафрагма; 4 — нейтральный фильтр; 5 — кассета для прозрачных объектов; 6 — корректирующие фильтры; 7 — линза; 8 — зеркало; 9 — фотоэлемент; 10 — образец

Для определения разности между координатами цвета сравниваемых образцов Δx , Δy и Δz применяют *компараторы цвета*. Эти разности можно измерять значительно точнее, чем абсолют-

ные значения координат цвета. Современные приборы позволяют определять разность координат цвета с точностью до 0,001, что соответствует цветоразличию, неуловимому при визуальном наблюдении.

Из отечественных компараторов заслуживают внимания прибор ВНИСИ, имеющий марку ЭКЦ-1, и компаратор цвета ФКЦШ-М.

Объективные колориметры имеют ряд преимуществ по сравнению с визуальными:

процесс измерения прост и не требует большого опыта от наблюдателя;

наблюдатель не утомляется при проведении большого числа измерений;

метод измерения объективен и не зависит от индивидуальных особенностей наблюдателя.

При расчете и конструировании объективных колориметров следует иметь в виду, что фототок не точно пропорционален лучистой мощности, падающей на поверхность фотозлемента. Кроме того, при длительной работе иногда наблюдается явление «утомления» фотозлемента, проявляющееся в том, что при постоянной мощности падающего на фотозлемент светового потока фототок постепенно уменьшается.

ЦВЕТОВЫЕ АТЛАСЫ

На практике для определения цвета той или иной поверхности довольно часто применяют упрощенный способ с использованием цветowych атласов, получивших широкое распространение.

Цветовым атласом называют альбом, в котором собрано большое число цветных и ахроматических накрások, расположенных в определенной последовательности. В прилагаемой к атласу таблице приводятся характеристики цветности каждой накрások.

В накрások атласов обычно имеются отверстия, позволяющие накладывать набор на поверхность, цвет которой необходимо определить, и сопоставить цвет накрások с цветом поверхности при одинаковых условиях освещения.

Недостатком цветowych атласов является то, что цветность в них обычно определяется не коэффициентами системы X , Y , Z , а некоторыми условными цифровыми обозначениями.

В СССР в 1937 и 1948 г. были изданы атласы архитектурных цветов для стандартизации рецептов архитектурных красок.

В 1956 г. был издан атлас цветов, разработанный профессором Е. Б. Рабкиным. В этом атласе все имеющиеся в нем цветные поля характеризуются коэффициентами цветности в системе X , Y , Z . Кроме этого, для всех цветов дается цветовой тон, чистота цвета и коэффициент отражения.

Ахроматическая шкала этого атласа разбита на десять равноступенчатых частей. Каждая ступень шкалы обозначается индексом от 1 до 9. Цветовой круг атласа разбит на девять основных цветов, между которыми расположены девять промежуточных основных тонов. Каждый цветовой тон имеет пять ступеней насыщенности, обозначаемых четными числами от 2 до 10. В настоящее время Всесоюзным научно-исследовательским институтом метрологии (ВНИИМ) разработан полный атлас цветов на 450 образцов. Один из вариантов выполнен в виде книги, второй — в виде набора образцов, помещенных в ящик. Каждый образец имеет полную цветовую характеристику в международной системе измерения цвета.

В 1967 г. на совещании специалистов стран СЭВ было принято решение о создании стандартных образцов цвета на 1000 цветов. В нем должна быть сохранена та же система расположения и нумерации образцов, способ их изготовления и пр., что и в колориметрическом атласе на 450 образцов.

Американский художник А. Манселл разработал атлас цветов, отличающихся друг от друга равными ступенями цветового тона, насыщенности и светлоты. Атлас неоднократно переиздавался и является в США государственным стандартом цветов.

В ГДР принят государственный стандарт «DIN Farbkarte Normeblat 6164». В основу набора цветов положено цветовое тело, в котором ступенчато изменяется цветовой тон, насыщенность и светлота. К атласу прилагаются таблицы, указывающие координаты цвета каждого образца в системе МКО и индексы цветов по атласу Манселла.

Спектральные приборы

§ 1. НАЗНАЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ. ВИДЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Спектральными называются приборы, разлагающие электромагнитное излучение на монохроматические составляющие — в спектр частот (или, что то же самое, в спектр длин волн). Они позволяют измерить частоту и интенсивность монохроматических составляющих излучения.

Исследуя спектральный состав оптического излучения, можно получить ценную информацию о веществе:

изучить свойства и установить атомное, молекулярное, кристаллическое строение различных веществ, структуру полимеров, изотопических и изомерных модификаций, промежуточных образований, таких как химические радикалы и молекулярные ассоциации;

определить химический состав неизвестной пробы по наличию определенных спектральных линий (или групп линий) и их интенсивности; такой физический метод определения состава вещества называется *спектральным анализом*.

В зависимости от характера получаемых спектров различают следующие виды анализа: эмиссионный (по спектрам излучения), абсорбционный (по спектрам поглощения), люминесцентный (по спектрам люминесценции) и комбинационный (по спектрам комбинационного рассеяния).

При *эмиссионном* анализе пробу исследуемого вещества нагревают до температуры в несколько тысяч градусов с помощью электрической дуги, искры, пламени специальных горелок, лазерного излучения. Раскаленные пары или газы испускают излучение характерного спектрального состава.

Если исследуемое вещество в лабораторных условиях не излучает заметным образом, но способно пропускать излучение, то применяют *абсорбционный* анализ. Через пробу данного вещества пропускают излучение от источника, часть энергии которого поглощается атомами или молекулами этого вещества, и в спектре излучателя появятся линии или полосы поглощения. По положению и интенсивности линий поглощения определяют

состав исследуемой пробы. Различают атомно-абсорбционный и молекулярно-абсорбционный анализы, которые отличаются друг от друга своими теоретическими основами, применяемыми приборами и методиками измерений.

Комбинационный анализ использует спектры комбинационного рассеяния твердых, жидких и газообразных проб, возбуждаемые монохроматическим излучением.

Если атом или молекула поглощают падающую на них световую энергию, то в некоторых случаях наблюдается новое физическое явление. Оно характеризуется тем, что при рассеянии света происходит изменение длины световой волны, чего не было при поглощении и отражении, когда изменялась только интенсивность света.

Это происходит потому, что при падении кванта излучения на молекулу исследуемого вещества возможна отдача только части его энергии молекуле, причем возможно также и заимствование энергии у молекул. Вследствие этого энергия рассеянного кванта $h\nu_{\text{рас}}$ может быть как меньше, так и больше энергии падающего кванта $h\nu_{\text{пад}}$ на величину $h\nu_{\text{мол}}$, равную энергии собственного колебания молекулы:

$$h\nu_{\text{рас}} = h\nu_{\text{пад}} \pm h\nu_{\text{мол}}.$$

По величине изменения длины волны можно судить о частотах собственных колебаний молекул.

И, наконец, *люминесцентный спектральный анализ* основан на свойстве некоторых веществ при их облучении возбуждающим излучением давать световую энергию. Поглощая падающее излучение, молекулы могут переходить в неустойчивое состояние с более высокой энергией, а затем, излучая, переходить в одно из устойчивых состояний с энергией, промежуточной между первоначальной и той, которой они обладали в неустойчивом состоянии. В результате длина волны излучения люминесценции будет отличаться от длины волны возбуждения. По длине волны излучения люминесценции можно судить об уровнях энергии неустойчивых состояний молекулы.

По характеру получаемых результатов различают качественный, полуколичественный и количественный спектральный анализы. Качественный анализ дает возможность определить состав вещества без указания на количественное соотношение компонентов.

Полуколичественный анализ дает приближенную количественную оценку компонентов с погрешностью, доходящей до 50%.

Количественный анализ дает точное количественное содержание определяемых элементов в пробе (с погрешностью 5% и менее).

Каждый вид анализа предъявляет специфические требования к используемым приборам обусловленные особенностями получаемых спектров. Например, для комбинационного и люминесцентного анализов требуются светосильные приборы с высокой степенью подавления рассеянного в приборе излучения, поскольку

необходимо регистрировать малоинтенсивные спектры на фоне мощного возбуждающего излучения. Для молекулярного абсорбционного анализа, использующего сложные колебательно-вращательные спектры, обычно требуются приборы с высоким разрешением. Тем не менее, большинство выпускаемых промышленностью приборов достаточно универсальны и могут использоваться для проведения нескольких видов анализа (со специальными приспособлениями и сменными узлами).

§ 2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА

Рассмотрим принцип действия спектрального прибора с самых общих позиций [31].

Исследуемое излучение, описываемое функцией $f(t)$, поступает на вход спектрального прибора, действие которого описывается некоторым оператором, который мы обозначим $L[f(t)]$. Функциональный оператор (или кратко оператор) устанавливает соответствие между двумя множествами функций, так что всякой функции из одного множества соответствует определенная функция из другого множества. Можно сказать, что оператор устанавливает зависимость функции от функции подобно тому, как функция устанавливает зависимость одного числа от другого [43].

На выходе прибора получаем функцию $\Phi(\nu)$, представляющую собой распределение энергии в спектре излучения $\Phi(t)$, пропущенного через прибор.

Любой спектральный прибор состоит из оптической системы, приемника излучения и системы обработки сигналов, которая выдает сигналы в форме, удобной для решения поставленной задачи.

Оптическое излучение, анализируемое спектральным прибором, представляет собой флуктуирующее электромагнитное поле, характеризующее автокорреляционной функцией [8]

$$C(\tau) = \Phi(t) \Phi^*(t - \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \Phi(t) \Phi^*(t - \tau) dt, \quad (\text{VII.1})$$

где $\Phi(t)$ — случайная функция времени; функция $C(\tau)$ в оптике называется функцией когерентности.

Спектральный состав случайного сигнала $\Phi(t)$ характеризуется спектральной плотностью мощности $\Phi(\nu)$, связанной с функцией когерентности $C(\tau)$ преобразованиями Фурье:

$$\Phi(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau) e^{-i2\pi\nu\tau} d\tau; \quad (\text{VII.2})$$

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\nu) e^{i2\pi\nu\tau} d\nu. \quad (\text{VII.3})$$

Функция $\Phi(\nu)$ имеет простой физический смысл: мощность излучения, заключенная в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, равна $\Phi(\nu) d\nu$.

Назначением любого спектрального прибора является отыскание распределения мощности исследуемого излучения (потока излучения) по частотам (по длинам волн), которое описывается спектральной плотностью мощности $\Phi(\nu)$, представляющей собой преобразование Фурье от автокорреляционной функции исследуемого излучения $C(\tau)$.

Никакой реальный спектральный прибор не дает абсолютно точного отображения спектра исследуемого излучения. В процессе прохождения излучения через прибор и его регистрации происходит частичная потеря информации, обусловленная вносимыми прибором (его оптической частью и приемно-регистрирующей системой) искажениями, которые описываются так называемой аппаратной функцией.

Чтобы учесть эти искажения, необходимо воспользоваться свойством линейности спектрального прибора¹. Следует отметить, что линейность оптической части прибора имеет место практически всегда и может нарушаться только для излучения большой мощности. Приемно-регистрирующая система спектрального прибора может быть как линейной, так и нелинейной. Фотонные и тепловые приемники излучения с линейными усилителями могут считаться линейными системами в достаточно широком диапазоне мощностей излучения; фотопластинки при большом перепаде их освещенности и приемники излучения с логарифмическим усилителем являются нелинейными устройствами. Предпочтительно, чтобы приемно-регистрирующая система в целом работала в линейном режиме.

Одним из важнейших свойств линейных систем является возможность исчерпывающим образом охарактеризовать их по реакции на элементарный сигнал в виде δ -функции.

Аппаратной функцией (или *инструментальным контуром*) спектрального прибора называется реакция его монохроматического излучения, т. е. сигнал со спектром $\delta(\nu - \nu_0)$. Обозначим ее $A(\nu - \nu_0)$.

По определению

$$A(\nu - \nu_0) = L[\delta(\nu - \nu_0)].$$

Пусть на вход спектрального прибора поступает излучение сложного спектрального состава $\Phi_{\text{вх}}(\nu)$. Чтобы найти выходной

¹ Систему называют линейной, если для любых входных функций $t(x)$ и $S(x)$ и любых комплексных постоянных a и b выполняется следующее свойство (свойство суперпозиции):

$$L[aS(x) + bt(x)] = aL[S(x)] + bL[t(x)].$$

сигнал, воспользуемся линейностью прибора. Применим к $\Phi_{\text{вх}}(\nu)$ фильтрующее свойство δ -функции:

$$\Phi_{\text{вх}}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{вх}}(\nu_0) \delta(\nu - \nu_0) d\nu_0. \quad (\text{VII.4})$$

В результате этой операции исходный спектр заменен на совокупность элементарных сигналов, у которых $\Phi_{\text{вх}}(\nu_0)$ выполняет роль весового множителя. Подействуем на входной сигнал оператором L , т. е. найдем выходной сигнал спектрального прибора:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{вых}}(\nu) &= L[\Phi_{\text{вх}}(\nu)] = L \left[\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{вх}}(\nu_0) \delta(\nu - \nu_0) d\nu_0 \right] = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{вх}}(\nu_0) L[\delta(\nu - \nu_0)] d\nu_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{вх}}(\nu_0) A(\nu - \nu_0) d\nu_0. \end{aligned} \quad (\text{VII.5})$$

Из (VII.5) видно, что реакции прибора на излучение сложного спектрального состава представляет собой свертку истинного спектра с аппаратной функцией.

Аппаратная функция определяется:

дифракционными искажениями, обусловленными волновой природой света; они вносятся элементами, осуществляющими разложение исследуемого излучения в спектр (т. е. производящими Фурье-преобразование);

конечными размерами входной диафрагмы;

абберациями оптической системы;

инерционностью и шумами приемно-регистрирующей системы;

несовершенством изготовления и юстировки отдельных оптических и механических элементов прибора.

В теории спектральных приборов принято использовать понятия идеального спектрального прибора, в котором имеют место только дифракционные искажения, и реального, в котором присутствуют все перечисленные выше причины искажений.

Аппаратную функцию идеального спектрального прибора можно определить теоретически для каждого конкретного типа прибора. Для этого необходимо последовательно рассмотреть преобразование монохроматического сигнала элементами прибора.

Знание аппаратной функции дает возможность восстановить потерянную информацию не только в идеальном, но и в реальном приборе, если искажающие свойства реального прибора известны и могут быть представлены в аналитическом виде.

ПРЕДЕЛ РАЗРЕШЕНИЯ И РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА. КРИТЕРИИ РАЗРЕШЕНИЯ

Важной характеристикой спектрального прибора, тесно связанной с его аппаратной функцией, является предел разрешения, определяемый как наименьшая разность волновых чисел¹ $\delta\tilde{\nu}$ или длин волн $\delta\lambda$ двух монохроматических спектральных линий равной интенсивности, которые разрешаются, т. е. наблюдаются раздельно. Принято различать теоретический и реальный пределы разрешения.

Теоретическим называется предел разрешения $\delta\lambda$ идеального спектрального прибора; он обусловлен волновой природой света и обычно определяется дифракцией на апертурной диафрагме прибора.

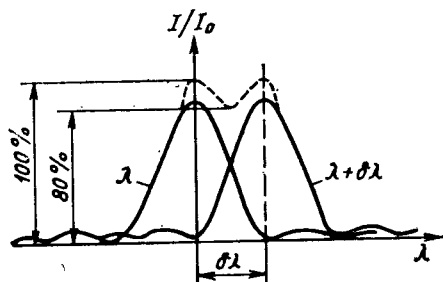


Рис. VII.1. Разрешение двух монохроматических линий

Реальный предел разрешения определяется, помимо этого, всеми перечисленными выше причинами, влияющими на полуширину аппаратной функции спектрального прибора и соответственно расширяющими измеренный контур спектральной линии.

Однако предела разрешения недостаточно для характеристики приборов, работающих в различных областях спектра. Поэтому вводят понятие *разрешающей способности* r (или *разрешающей силы*) спектрального прибора x :

$$r = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{\lambda}{\delta\lambda}.$$

В теории спектральных приборов важным является вопрос о том, при каких условиях две линии могут наблюдаться раздельно, т. е. вопрос о критериях разрешения.

Для идеального спектрального прибора Рэлей предложил считать, что две спектральные линии одинаковой интенсивности находятся на пределе разрешения, если главный максимум дифракционного изображения одной из них совпадает с первым минимумом другой (рис. VII.1), при этом суммарная освещенность посередине между линиями равна приблизительно 81% освещенности в главных максимумах. Это визуальный критерий: глаз легко может заметить провал освещенности в 19%. Однако критерий Рэрея

¹ В инфракрасной спектроскопии часто вместо длин волн пользуются обратными величинами — волновыми числами $\tilde{\nu} = 1/\lambda = \nu/c$ (c — скорость света), которые измеряются в обратных сантиметрах (см^{-1}). Если длина волны выражена в микрометрах, то $\tilde{\nu} = 10^4/\lambda$ [см^{-1}].

удобен для расчетов тогда, когда аппаратная функция прибора определяется дифракцией, и распределение энергии в изображении двух линий имеет минимум.

Понятие аппаратной функции позволяет с единых позиций оценить предел разрешения любых спектральных приборов. Считается, что *две спектральные линии одинаковой интенсивности находятся на пределе разрешения, если расстояние между их максимумами равно полуширине кривой аппаратной функции*. Под полушириной кривой понимается длина интервала абсцисс, в пределах которого ординаты кривой не меньше половины максимальной ординаты.

Практически для всех реальных форм аппаратной функции при расстоянии между линиями, равном ее полуширине, суммарный измеряемый контур имеет провал такой величины, которая достаточна для его регистрации. Например, для аппаратной функции гауссовой формы (описываемой уравнением $A(x) = Ae^{-ax^2}$) суммарный контур будет обладать центральными минимумом, ордината которого равна 0,92 максимального значения.

Такой критерий разрешения можно применять как в случае теоретического определения аппаратной функции прибора, так и в случае ее экспериментального измерения. Им особенно удобно пользоваться при экспериментальном определении предела разрешения прибора; для этого достаточно найти его аппаратную функцию.

СВЕТОСИЛА СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА

Для получения информации об исследуемом излучении недостаточно, чтобы спектральный прибор имел только высокое разрешение. Он должен, помимо этого, обладать способностью измерить спектральную мощность излучения, заключенную в разрешаемом интервале спектра. Это означает, что сигнал, вырабатываемый приемно-регистрирующей системой при действии на нее излучения, должен превышать уровень ее собственных шумов в определенное число раз, т. е. должно обеспечиваться требуемое соотношение сигнал/шум. *Светосила* характеризует способность прибора регистрировать излучение мощности с малой спектральной плотностью.

Предположим, что на вход спектрального прибора подано квазимонохроматическое излучение, т. е. полуширина линии излучения значительно меньше полуширины аппаратной функции. Тогда, пользуясь линейностью оптической системы спектрального прибора, можно записать

$$\Phi_\lambda = BL_\lambda; \quad (\text{VII.6})$$

$$E_\lambda = bL_\lambda, \quad (\text{VII.7})$$

где Φ_λ и E_λ — соответственно спектральная плотность потока, поступающего на приемник излучения (при фотоэлектрической регистрации), и спектральная освещенность на нем (при фотогра-

фической регистрации); L_λ — спектральная яркость исследуемого излучения.

Коэффициент пропорциональности B называется *светосилой спектрального прибора по потоку* и численно равен потоку излучения, поступающему в приемно-регистрирующую систему прибора при единичной спектральной яркости исследуемого квази-монохроматического излучения.

Соответственно b называется *светосилой прибора по освещенности* и определяется как освещенность приемника излучения при единичной спектральной яркости исследуемого квазимонохроматического излучения.

Вид аналитического выражения для светосилы является специфическим для каждого типа прибора.

Светосила является важной характеристикой спектрального прибора. Существует обширный класс щелевых приборов, в которых светосила зависит от разрешающей способности, причем настройка конкретного прибора на режим работы с максимальным разрешением автоматически ведет к уменьшению его светосилы.

ДИСПЕРСИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА

Необходимо различать дисперсию материала и дисперсию прибора.

Дисперсией материала называется производная $dn/d\lambda$ показателя преломления n по длине волны (или волновому числу); эта величина используется только для характеристики призмённых спектральных приборов.

Дисперсия прибора может быть *угловой* и *линейной*. Если излучения двух близких длин волн λ и $\lambda + d\lambda$ отклоняются прибором на углы β и $\beta + d\beta$ соответственно, то угловая дисперсия есть производная $d\beta/d\lambda$. Если dl — расстояние на поверхности изображения между двумя близкими спектральными линиями, разность длин волн которых $d\lambda$, то линейная дисперсия есть производная $dl/d\lambda$.

На практике часто пользуются понятием *обратной линейной дисперсии* $d\lambda/dl$, которую выражают в нм/мм или в мкм/мм.

§ 3. КЛАССИФИКАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Современные спектральные приборы представляют собой обширный класс устройств, значительно отличающихся по назначению, конструктивным принципам работы и характеристикам. Поэтому возможны несколько типов классификации таких приборов.

1. **По методу разложения исследуемого излучения в спектр**
Призмённые спектральные приборы. В них разложение исследуемого излучения в спектр по частотам колебаний (длинам волн) основано на явлении дисперсии в призме. Классические призмённые приборы, в которых входным элементом является узкая спек-

тральная щель, можно рассматривать как аналоговые устройства преобразования входного сигнала (исследуемого излучения). В таких устройствах над входным сигналом производятся операции вычисления автокорреляционной функции (VII.1) и преобразования Фурье по частотам колебаний (VII.2).

Дифракционные спектральные приборы. К этому типу относятся щелевые приборы, в которых для разложения излучения в спектр в качестве диспергирующего элемента используется дифракционная решетка.

Спектральные приборы с эталоном Фабри—Перо. В этих приборах спектральное разложение выполняется эталоном Фабри—Перо, действие которого основано на многолучевой интерференции. При высокой светосиле они имеют очень большую разрешающую способность.

Интерференционные спектральные приборы с селективной амплитудной модуляцией (СИСАМ). СИСАМ строится на базе интерферометра (обычно по схеме Майкельсона), в котором плоские зеркала заменены дифракционными решетками или (реже) диспергирующими призмами. При линейном изменении разности хода двух интерферирующих пучков периодически изменяется освещенность в интерференционной картине на выходном отверстии прибора, тем самым осуществляется амплитудная модуляция излучения в узкой спектральной области. Это модулированное излучение регистрируется приемником. Сканирование спектра осуществляется медленным разворотом решеток. СИСАМы относятся к приборам высокой светосилы.

Фурье-спектрометры. Фурье-спектрометр представляет собой интерферометр с обычными зеркалами, на выходе которого при линейном изменении разности хода двух пучков каждая монохроматическая составляющая входного излучения модулируется с частотой, пропорциональной частоте излучения. Регистрируемый приемником сложный сигнал (Фурье-интерферограмма) — это автокорреляционная функция исследуемого излучения (VII.1). Преобразование Фурье (VII.2) от автокорреляционной функции, представляющее собой спектр излучения, выполняется на ЭВМ. Информация обо всем исследуемом диапазоне выдается одновременно. Фурье-спектрометры являются светосильными приборами с высокой разрешающей способностью. Особенно большой выигрыш в светосиле по сравнению с классическими приборами СИСАМ и Фурье-спектрометр имеют в инфракрасной области спектра.

Лазерные спектральные приборы. К этой группе принято относить все спектральные приборы, в которых источником излучения служит лазер. В спектроскопии используются такие свойства лазерного излучения, как высокая монохроматичность, большая спектральная плотность мощности излучения, малая расходимость, малая длительность импульса. Лазерные приборы отличаются чрезвычайно высокой разрешающей способностью; они позволяют измерять спектральные линии с разрешением на уровне естест-

венного уширения линии, а также очень малые концентрации различных веществ в сложных смесях.

2. По способу регистрации спектра

Различают приборы:

с *визуальной регистрацией*; приемником излучения в таких приборах служит глаз;

с *фотографической регистрацией*; информация в них записывается на фотопластинку или фотопленку;

с *фотоэлектрической регистрацией*; в этой группе приборов регистрация излучения осуществляется фотонными приемниками лучистой энергии (фотоэлементами с внешним фотоэффектом, фотоэлектронными умножителями, вакуумными электронными умножителями, фоторезисторами и фотодиодами) и тепловыми приемниками (болометрами, селективными и неселективными опτικο-акустическими приемниками, термопарами).

3. По точности анализа

Спектральные приборы разделяются на приборы для *качественного*, *полуколичественного* (с относительной ошибкой до 50%) и *количественного анализа* (с ошибкой порядка 5% и менее).

4. По виду спектрального анализа

Различают приборы для *эмиссионного*, *абсорбционного*, *люминесцентного анализа* и *анализа по спектрам комбинационного рассеяния*. Иногда выделяют приборы для *атомного абсорбционного* и *молекулярного абсорбционного анализа*.

5. По типу оптической части

Спектральные приборы разделяются на *монокроматоры*, выделяющие узкий спектральный участок (одну спектральную линию), и *полихроматоры*, выделяющие достаточно протяженный участок спектра (несколько спектральных линий).

6. По оптическим характеристикам

Спектральные приборы можно классифицировать:

а) по *рабочему диапазону спектра*; приборы для дальней (вакуумной) и ближней ультрафиолетовой областей (λ лежит в диапазонах 1—185 и 185—380 нм соответственно), для видимой области спектра ($\lambda = 380 \div 380$ нм), для ближней, средней и дальней инфракрасной области (λ находится в диапазонах 0,76—2,5; 2,5—50; 50—100 мкм соответственно);

б) по *дисперсии*: приборы малой (десятки нм/мм), средней (единицы нм/мм), большой (десятые доли нм/мм) и высокой (сотые доли нм/мм) дисперсии.

в) по *светосиле*: приборы малой, средней и большой светосилы.

§ 4. ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ЩЕЛЕВОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА

Оптическая схема таких приборов состоит как правило, из элементов, показанных на рис. VII.2. Узкая входная щель 1, освещаемая исследуемым излучением, устанавливается в фокальной плоскости

коллиматорного объектива 2, который от каждой точки щели направляет параллельные пучки лучей в диспергирующее устройство 3. Диспергирующее устройство отклоняет лучи на различные углы β в зависимости от длины волны излучения λ , превращая параллельный пучок от каждой точки щели в веер монохроматических параллельных пучков. Основными диспергирующими элементами в щелевых спектральных приборах являются призма и дифракционная решетка. Фокусирующий объектив 4 создает на некоторой поверхности монохроматические изображения щели, совокупность которых и образует спектр. Поверхность изображения 5 (фокальная поверхность) может быть плоской или цилиндрической.

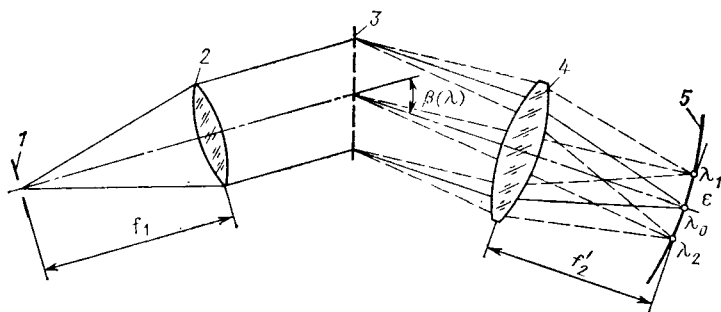


Рис. VII.2. Принципиальная оптическая схема щелевого спектрального прибора

Для приборов с ахроматизированной фокусирующей оптикой фокальная плоскость или касательная к фокальной поверхности расположена под углом ϵ к оптической оси, близким к 90° . В остальных случаях угол ϵ значительно отличается от 90° .

В некоторых случаях отдельные элементы оптической схемы могут отсутствовать. Иногда диспергирующий элемент устанавливается не в параллельных, а в расходящихся или сходящихся пучках лучей. Тогда отсутствуют соответственно объектив 2 или объектив 4. В приборах с вогнутой дифракционной решеткой нет ни коллиматорного, ни фокусирующего объектива, так как их функции выполняет сама решетка. Наконец, может отсутствовать входная щель (бесщелевые спектрографы).

Кроме того, оптическая система спектрального прибора включает также осветительную часть с источником излучения и приемно-регистрирующую часть с приемником лучистой энергии.

Приемная часть прибора определяется методом регистрации спектра. При визуальной регистрации она представляет собой зрительную трубу, при фотографической — фотокамеру.

При фотоэлектрическом методе регистрации в выходной фокальной поверхности устанавливают одну или несколько щелей, за которыми располагаются фотоприемники. В качестве приемников используются фотоэлементы, фотоумножители, фотоспротив-

ления, оптико-акустические приемники, болометры, термоэлементы, электроно-оптические преобразователи.

Возникающий в фотоприемнике фототок, пропорциональный интенсивности падающего на него светового потока, подается на усилитель и измеряется стрелочным прибором или записывается самписцем.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЩЕЛЕВЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Увеличение оптической системы. При рассмотрении свойств оптических систем спектральных приборов будем предполагать, что входная щель расположена вертикально. Горизонтальная плоскость симметрии, перпендикулярная направлению щели, называется *меридиональной*, а вертикальная — *сагитальной* плоскостью [27].

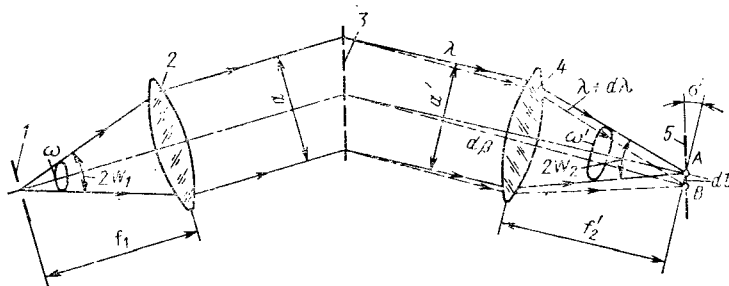


Рис. VII.3. Основные элементы оптической схемы спектрального прибора

Пусть ширина пучка, входящего в диспергирующее устройство (призму, дифракционную решетку), в меридиональном сечении равна a . В общем случае из диспергирующего устройства 3 выходят монохроматические пучки шириной $a' \neq a$ (рис. VII.3).

В этом сечении призма или решетка действуют как телескопическая система с угловым увеличением

$$\Gamma = \frac{a}{a'}, \quad (\text{VII.8})$$

которое называется *меридиональным* увеличением.

Линейное увеличение оптической системы спектрального прибора в сечениях меридиональном (в направлении дисперсии призмы или решетки) и в сагитальном (в направлении высоты щели) неодинаково. Если f_1 и f'_2 — фокусные расстояния коллиматорного и фокусирующего объективов, s_1 и h_1 — ширина и высота входной щели 1, то ширина s'_1 и высота h'_1 ее изображения в фокальной плоскости объектива 4 определяются соответственно выражениями

$$s'_1 = \frac{\Gamma s_1 f'_2}{f_1}; \quad h'_1 = \frac{h_1 f'_2}{f_1}. \quad (\text{VII.9})$$

В общем случае, когда фокальная поверхность образует с плоскостью, перпендикулярной к оси объектива 4, некоторый угол σ , ширина изображения щели на этой поверхности

$$s'_1 = \frac{\Gamma s_1 f'_2}{f_1 \cos \sigma}. \quad (\text{VII.10})$$

Относительное отверстие объективов. Для объектива с круглым входным зрачком диаметра D и фокусным расстоянием f относительное отверстие

$$A = \frac{D}{f}. \quad (\text{VII.11})$$

Так как энергетические характеристики прибора — освещенность изображения и пропускаемый лучистый поток — определяются площадью входного зрачка независимо от его формы, то прямоугольный зрачок со сторонами a и H эквивалентен круглому зрачку некоторого диаметра D , т. е.

$$aH = \frac{\pi D^2}{4}. \quad (\text{VII.12})$$

В связи с этим относительное отверстие объектива спектрального прибора со зрачком в виде прямоугольника определяется выражением

$$A = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{aH}}{f}. \quad (\text{VII.13})$$

Размер H сечения пучка в направлении высоты щели для входного и выходного коллиматорных объективов одинаков. Поэтому в силу меридионального увеличения (VII.8), вносимого диспергирующим элементом, относительные отверстия A_1 и A_2 первого и второго объективов связаны соотношением

$$A_2 = A_1 \frac{f_1}{f_2 \sqrt{\Gamma}}. \quad (\text{VII.14})$$

Следовательно, относительное отверстие выходного коллиматорного объектива, как и увеличение оптической системы прибора в направлении дисперсии, меняется с длиной волны вместе с меридиональным увеличением Γ .

Поле зрения. Условия работы двух объективов спектрального прибора неодинаковы: через коллиматорный объектив проходит не разложенное в спектр излучение (белый свет), а на фокусирующий объектив направляются уже монохроматические параллельные пучки. Входная щель 1 (см. рис. VII.3), помещенная в фокальной плоскости объектива 2, изображается им в бесконечности. Этот объектив обладает полем зрения только в сагиттальном сечении. Если высота щели h_1 , то угол поля зрения коллиматорного объектива $2W_1 = h_1/f_1^*$. Так как ширина щели $s_1 \ll h_1$, то в меридиональном сечении можно считать $2W_1 = 0$.

* Так как $h_1 \ll f_1$, то допустимо считать $\text{tg } W_1 = W_1$.

В монохроматоре с неподвижной выходной щелью 5 фокусирующий объектив 4 также не обладает полем зрения в меридиональном сечении, а в направлении высоты щели его угол поля зрения $2W_2 = h'_1/f'_2$ и вследствие соотношения (VII.9) $W_2 = W_1$.

Условия работы коллиматорного и фокусирующего объективов отличаются тем, что через первый объектив излучение различных длин волн проходит одновременно, а через второй — поочередно, по мере изменения положения диспергирующей системы относительно падающего на нее пучка лучей. Поэтому в разные моменты времени на выходной щели находятся изображения входной щели, образованные лучами разных длин волн.

В спектрографе, полихроматоре, а также в монохроматоре с выходной щелью, движущейся по спектру, монохроматические изображения входной щели находятся в разных местах фокальной поверхности. В этих приборах фокусирующий (камерный) объектив обладает полем зрения и в меридиональном сечении. Пусть $2l_m$ — длина спектра, σ — угол наклона поверхности изображения. Тогда угол поля зрения $2\omega_2$ камерного объектива в меридиональном сечении определяется из соотношения

$$\operatorname{tg} \omega_2 = \frac{l_m \cos \sigma}{f'_2}. \quad (\text{VII.15})$$

Как правило, $\omega_2 > W_2$, и величина поля зрения объектива в горизонтальном и вертикальном направлениях неодинакова.

Дисперсия. Угловая и линейная дисперсия прибора связаны соотношением (см. рис. VII.3)

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{f_2}{\cos \sigma} \frac{d\beta}{d\lambda}, \quad (\text{VII.16})$$

где f_2 — фокусное расстояние объектива, рисующего спектр; σ — угол наклона поверхности изображения.

При дальнейшем изложении мы будем для простоты принимать $\cos \sigma$ равным единице и пользоваться соотношением

$$\frac{dl}{d\lambda} = f_2 \frac{d\beta}{d\lambda}. \quad (\text{VII.17})$$

Интервал волновых чисел $\Delta\nu$, соответствующий малому интервалу длин волн $\Delta\lambda$, определяется выражением

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}, \quad (\text{VII.18})$$

или

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\nu}{\nu^2}. \quad (\text{VII.19})$$

Угловую и линейную дисперсии также можно выразить в шкале волновых чисел:

$$\frac{d\beta}{dv} = \lambda^2 \frac{d\beta}{d\lambda}; \quad (\text{VII.20})$$

$$\frac{dl}{dv} = \lambda^2 \frac{dl}{d\lambda}. \quad (\text{VII.21})$$

Чем меньше размеры входной и выходной диафрагм (чем уже щели прибора), тем выше предел разрешения щелевого прибора. Однако размеры диафрагмы ограничиваются дифракционными явлениями. Величина входной щели, когда ее геометрическое изображение равно ширине центральной части главного дифракционного максимума, называется *нормальной* шириной щели.

Нормальная ширина щели, определяющая линейный предел разрешения прибора,

$$s_n = \lambda \frac{f_1}{a}, \quad (\text{VII.22})$$

где λ — длина световой волны; f_1 — фокусное расстояние коллиматорного объектива; a — ширина входного действующего отверстия прибора (обычно — рабочая грань призмы).

Линейный предел разрешения dl — расстояние, на котором две линии разрешаются; он равен ширине геометрического изображения нормальной щели s_n и в общем случае определяется выражением

$$dl = s'_n = \frac{\lambda f'_2}{a' \cos \sigma}, \quad (\text{VII.23})$$

где a' — ширина выходного действующего отверстия прибора (ширина диспергированного пучка лучей).

Тогда спектральный предел разрешения

$$\delta\lambda = \frac{s'_n}{dl/d\lambda},$$

а разрешающая способность

$$r = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{\lambda}{s'_n} \frac{dl}{d\lambda}.$$

Выражая s'_n и $dl/d\lambda$ по формулам (VII.23) и (VII.16), получим выражение разрешающей способности по Релею, зависящее от ширины диспергированного пучка и угловой дисперсии:

$$r = a' \frac{d\beta}{d\lambda}. \quad (\text{VII.24})$$

Аппаратная функция щелевого спектрального прибора. Пусть сигнал на входе спектрального прибора представлен функцией

$E(x)$, где x — безразмерная величина, пропорциональная длине волны или частоте световых колебаний (рис. VII.4). Энергия излучения в спектральном интервале dx на входе прибора при $x=x'$ будет равна $E(x') dx$. Тогда наблюдаемое распределение интенсивности на выходе прибора может быть описано с помощью функции

$$y(x) = \sum_{-\infty}^{+\infty} A(x-x') E(x') dx, \quad (\text{VII.25})$$

где $A(x-x')$ — аппаратная функция прибора, достигающая максимума при $x-x'=0$, а $(x-x')$ — переменная координата спектрального континуума на выходе прибора.

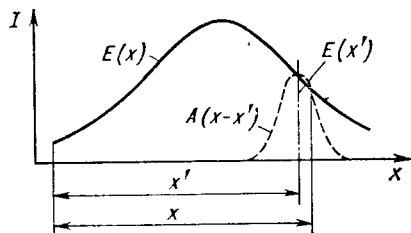


Рис. VII.4. Влияние аппаратной функции на контур спектральной линии

Аппаратная функция спектрографов в основном зависит от дифракции на апертурной диафрагме, которая, как правило, имеет прямоугольную форму:

$$A(x) = \frac{1}{s_H} \left(\frac{\sin \frac{\pi x}{s_H}}{\frac{\pi x}{s_H}} \right)^2. \quad (\text{VII.26})$$

Аппаратная функция монохроматора зависит главным образом от ширины входной (s_1) и выходной (s_2) щелей. Если $s_1 = s_2 = s \geq 4s_H$, то аппаратная функция имеет вид треугольника:

$$\begin{aligned} A(x) &= \frac{1}{s} \left(1 - \frac{|x|}{s} \right) \quad \text{при } |x| \leq s; \\ A(x) &= 0 \quad \text{при } |x| > s. \end{aligned} \quad (\text{VII.27})$$

При небольших дифракционных и абберационных искажениях аппаратную функцию монохроматора можно аппроксимировать, например, кривой Гаусса:

$$A(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta_A \lambda} \exp \left[-\frac{1}{(\Delta_A \lambda)^2} x^2 \right], \quad (\text{VII.28})$$

где $\Delta_A \lambda$ — полуширина аппаратной функции.

Эффективная спектральная ширина щели. С разрешающей силой и аппаратной функцией спектрального прибора тесно связано понятие *спектральной ширины щели*, которая определяется как интервал длин волн, соответствующий ширине изображения входной щели s'_1 или ширине выходной щели s_2 :

$$\Delta \lambda = s_2 \frac{d\lambda}{dl}. \quad (\text{VII.29})$$

Когда влиянием аббераций оптики спектрального прибора на дифракционное изображение щели можно пренебречь, распределение энергии в наблюдаемом спектре практически одинаково с тем

распределением, которое дал бы монохроматор со щелями, имеющими ширину

$$s_3 = \sqrt{s_1^2 + s_n^2}, \quad (\text{VII.30})$$

где s_3 — эффективная ширина щели; s_1 — действительная ширина щели.

Если, например, аппаратная функция имеет вид треугольника, то полуширина s_3 этого треугольника называется *эффективной шириной* щели, а спектральный интервал, соответствующий геометрической ширине s_3 , — *эффективной спектральной шириной щели* $\Delta\lambda_3$.

Полуширина кривой аппаратной функции может быть принята за эффективную ширину щелей s_3 , которая служит мерой разрешающей силы в реальном приборе:

$$r_p = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_3} = \frac{\lambda}{s_3 \frac{d\lambda}{dl}}. \quad (\text{VII.31})$$

Так, аппаратная функция спектрального прибора однозначно определяет реальную разрешающую силу прибора и те искажения, которые вносит его оптическая система в наблюдаемое на опыте распределение энергии в спектре. График $A(x)$ может быть получен непосредственным фотометрированием очень узких спектральных линий, а также рассчитан аналитически или графически методом элементарных площадок Слюсарева [27].

Светосила щелевого спектрального прибора. При фотографической регистрации сведения о спектральном составе исследуемого излучения получаются в результате измерений плотности почернения фотослоя, на котором фокусируется спектр. Плотность почернения зависит от распределения освещенности на фокальной поверхности камерного объектива¹. Яркость изображений, наблюдаемых на экране электронно-оптического преобразователя (ЭОП) или телевизора, также определяется освещенностью, создаваемой в каждой точке фотокатода ЭОПа или передающей трубки. Поэтому важно знать зависимость освещенности изображений входной щели, образующих спектр на фотослое или фотокатоде от параметров оптической системы спектрального прибора и условий измерений.

При визуальном наблюдении светосила спектрального прибора связана с освещенностью на сетчатке глаза.

При регистрации спектров с помощью фотоэлектрического или теплового приемника излучения электрический сигнал, вырабатываемый приемником, пропорционален лучистому потоку, проходящему через выходную щель монохроматора или полихроматора.

¹ В дальнейшем понятие «поток», «освещенность», «яркость», везде означают не световые, а энергетические величины, единицам измерений которых являются соответственно Вт, Вт/м², Вт/ср·м².

Светосила по освещенности. Рассмотрим предельный случай строго монохроматического излучения.

Вычислим лучистый поток P'_λ монохроматического излучения с длиной волны λ , создающего изображения равномерно освещенной входной щели шириной s_1 и высотой h_1 (в щелевых спектральных приборах источником излучения является входная щель площадью S_1 , а его изображением — площадь изображения входной щели S'_1).

Пусть площадь этого изображения $s'_1 h'_1 = S'_1$. Если источник излучения имеет спектральную яркость L_λ , одинаковую по всем направлениям, то

$$P'_\lambda = \tau_\lambda L_\lambda \omega' S'_1 \cos \sigma,$$

где τ_λ — пропускание оптической системы; ω' — телесный угол, под которым выходной зрачок¹ оптической системы виден с поверхности изображения (см. рис. VII.3); σ — угол наклона поверхности изображения.

Если a' и H — ширина и высота сечения пучка, падающего на камерный объектив с фокусным расстоянием f_2 , то $\omega' = \frac{a'H}{f_2^2}$.

Если не учитывать аберрации оптической системы прибора, то ширина и высота изображения входной щели определяются как

$$s'_1 = \frac{s_1 \Gamma f_2}{f_1 \cos \sigma}; \quad h'_1 = \frac{h_1 f_2}{f_1}, \quad (\text{VII.32})$$

где f_1 — фокусное расстояние объектива коллиматора; Γ — меридиональное увеличение диспергирующей системы.

Освещенность изображения

$$E'_\lambda = \frac{P'_\lambda}{S'_1},$$

т. е.

$$E'_\lambda = \tau_\lambda L_\lambda \frac{a'H}{f_2^2} \cos \sigma. \quad (\text{VII.33})$$

Выражая E'_λ через относительное отверстие камерного объектива, т. е. имея в виду, что $a'H = \frac{\pi D_2^2}{4}$, получим

$$E'_\lambda = \frac{\pi}{4} \tau_\lambda L_\lambda A_2^2 \cos \sigma. \quad (\text{VII.34})$$

Таким образом, освещенность монохроматического изображения щели пропорциональна квадрату относительного отверстия объектива камеры и косинусу угла наклона поверхности изображения; E'_λ не зависит от ширины щели s_1 .

¹ Выходным зрачком в спектральном приборе является выходной коллиматорный объектив. В спектрографе этот объектив называется камерным.

Формулу (VII.34) можно записать в виде $E'_\lambda = gL_\lambda$. Коэффициент пропорциональности

$$g = \frac{\pi}{4} \tau_\lambda A_2^2 \cos \sigma \quad (\text{VII.35})$$

называют светосилой прибора по освещенности [27].

Формула (VII.33) справедлива, когда все лучи, прошедшие через входную щель площадью $s_1 h_1$, попадают на прямоугольник площадью $s'_1 h'_1$, стороны которого находятся из соотношения (VII.32). В действительности, вследствие волновой природы света и аберраций оптики изображение каждой точки щели занимает площадь конечных размеров, лучистая энергия в изображении щели распределяется на площади большей, чем $s'_1 h'_1$, и величина освещенности в различных точках неодинакова. Распределение освещенности в изображении щели зависит от характера аберраций оптической системы, а также от способа освещения щели [27].

В случае источника со сплошным спектром освещенность определяется выражением

$$E'_\lambda = \tau_\lambda L_\lambda \frac{a' H}{f_2^2} \cos \sigma \Delta \lambda, \quad (\text{VII.36})$$

где $\Delta \lambda$ — спектральная ширина щели, соответствующая ширине идеального геометрического изображения входной щели s'_1 . Выражая E'_λ через светосилу по освещенности, получим

$$E'_\lambda = g L_\lambda \Delta \lambda.$$

Таким образом, освещенность в равноэнергетическом сплошном спектре пропорциональна спектральной ширине щели. Светосила определяется как освещенность в сплошном спектре с единичной спектральной яркостью при единичной спектральной ширине щели.

Светосила по потоку. При регистрации спектров с помощью фотоэлектрического или теплового приемника излучения электрический сигнал, вырабатываемый приемником, пропорционален лучистому потоку, проходящему через выходную щель монохроматора или полихроматора. Если спектр источника излучения состоит из отдельных узких линий, освещение входной щели можно считать монохроматическим. Тогда лучистый поток, создающий изображение входной щели шириной s и высотой h_1 ,

$$P'_\lambda = E'_\lambda s'_1 h'_1, \quad (\text{VII.37})$$

где s'_1 и h'_1 — определяются формулами (VII.32), а E'_λ — формулой (VII.33). Предполагается, что щель освещена равномерно по всей ее высоте.

Если выходная щель 5 (см. рис. VII.3) и монохроматическое изображение входной щели 1 совпадают и $s'_1 = s_2 = s$, то, учи-

тая (VII.33), (VII.37), (VII.29) и выражая линейную дисперсию через угловую дисперсию по формуле (VII.16), получим для монохроматического потока через выходную щель выражение

$$P'_\lambda = \tau_\lambda L_\lambda a' H \frac{h'_1}{f_2} \frac{d\beta}{d\lambda} \Delta\lambda, \quad (\text{VII.38})$$

где $a' H$ — площадь сечения диспергированного пучка; $\frac{h'_1}{f_2} = \frac{h_1}{f_1}$ — угловая высота щелей.

Величина

$$G = \tau_\lambda a' H \frac{h'_1}{f_2} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (\text{VII.39})$$

является светосилой прибора по потоку.

Тогда

$$P'_\lambda = GL_\lambda \Delta\lambda.$$

Таким образом, монохроматический лучистый поток через выходную щель пропорционален спектральной ширине щелей.

Рассмотрим случай освещения входной щели источником сплошного спектра. Примем $s'_1 = s_2 = s$ и предположим, что в узком интервале длин волн, пропускаемом выходной щелью, спектральная яркость L_λ не изменяется. Учитывая (VII.16), (VI.33) и (VII.29), получим

$$P'_\lambda = \tau_\lambda L_\lambda a' H \frac{h'_1}{f_2} \frac{d\beta}{d\lambda} \Delta\lambda^2. \quad (\text{VII.40})$$

Выражая P'_λ через светосилу прибора по потоку, найдем

$$P'_\lambda = GL_\lambda \Delta\lambda^2.$$

Таким образом, выделяемый монохроматором поток равноэнергетического сплошного спектра пропорционален квадрату спектральной ширины щелей. Светосила G есть проходящий через выходную щель поток сплошного спектра с единичной спектральной яркостью при единичной спектральной ширине щелей.

Имеется существенное различие для светосилы прибора по освещенности (VII.35) и по потоку (VII.39). В первом случае она пропорциональна квадрату относительного отверстия фокусирующего объектива, во втором случае она определяется линейными размерами диспергирующего элемента и его угловой дисперсией.

§ 5. СПЕКТРАЛЬНАЯ ПРИЗМА

В качестве диспергирующих элементов в спектральных приборах широко используются призмные системы.

Из спектральных призм чаще всего используют стеклянную равнобедренную призму, кварцевую призму Корню, призмы

постоянного угла отклонения (призма Аббе, призма Водсворта), автоколлимационную призму Литтрова, сложную призму прямого зрения Амичи [32]. В многопризменных спектральных приборах применяют несколько равнобедренных призм, иногда в сочетании с призмой Аббе.

Как правило, призмы и система призм располагаются в минимуме угла отклонения, но не исключена возможность вывода отдельных составляющих системы призм из минимума отклонения.

ХОД ЛУЧЕЙ В ГЛАВНОМ СЕЧЕНИИ

Световой пучок, проходя через трехгранную призму и отклоняясь к ее основанию, разлагается на монохроматические составляющие. При этом пучки с меньшей длиной световой волны отклоняются сильнее. В основе этого явления лежит зависимость показателя преломления материала призмы от длины световой волны, т. е. дисперсия материала.

В спектральном приборе каждую призму устанавливают так, чтобы линия пересечения ее преломляющих граней (преломляющее ребро) была параллельна щели. Плоскость, перпендикулярная преломляющему ребру призмы, называется плоскостью главного сечения призмы. Двугранный угол A , образуемый двумя рабочими гранями трехгранной призмы (рис. VII.5), называется *преломляющим углом призмы*.

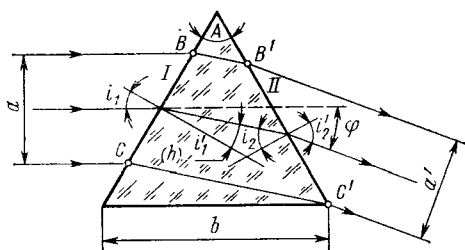


Рис. VII.5. Ход лучей в главном сечении призмы

Как правило, призмы устанавливаются в параллельных пучках лучей. Поэтому для характеристики дисперсионных свойств призмы достаточно рассмотреть ход одного из лучей падающего на нее пучка.

Обозначим через i_1 и i_2 углы падения луча на грани I и II соответственно, через i_1' и i_2' — углы преломления на этих гранях. Угол φ между направлениями падающего и вышедшего из призмы лучей, называется *углом отклонения*.

Ход луча в главном сечении можно рассчитать по формулам

$$\left. \begin{aligned} \sin i_1' &= \frac{\sin i_1}{n}; \\ i_2 &= A - i_1'; \\ \sin i_2' &= n \sin i_2, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.41})$$

где n — показатель преломления материала.

Луч после прохождения через призму отклоняется в сторону ее основания на угол

$$\varphi = i_1 + i'_2 - A. \quad (\text{VII.42})$$

Угол отклонения φ есть функция трех переменных: показателя преломления n , преломляющего угла A и угла падения i_1 на первую грань. При данном угле падения i_1 угол φ возрастает как с увеличением угла A , так и с увеличением n . Показатель преломления, в свою очередь, зависит от длины волны λ . Для всех прозрачных веществ он возрастает с уменьшением длины волны. Поэтому коротковолновое излучение сильнее отклоняется призмой, чем длинноволновое.

Для данных A и n угол отклонения принимает минимальное значение φ_0 при симметричном ходе лучей в призме, т. е. при

$$i_1 = i'_2 = i_0 \text{ и } i'_1 = i_2 = \frac{A}{2}. \quad (\text{VII.43})$$

Тогда

$$\varphi = \varphi_0 = 2i_0 - A, \quad (\text{VII.44})$$

где

$$\sin i_0 = n \sin \frac{A}{2}. \quad (\text{VII.45})$$

При данном φ_0 значение угла A может быть найдено из соотношения

$$\operatorname{tg} \frac{A}{2} = \frac{\sin \frac{\varphi_0}{2}}{n - \cos \frac{\varphi_0}{2}}.$$

При установке призм в минимуме отклонения угловое увеличение $\Gamma = 1$. При этом соотношения, характеризующие свойства призм, значительно упрощаются.

При данном угле падения i_0 существует только одно значение n , удовлетворяющее соотношению (VII.45), и выполнение условия минимума отклонения для разных длин волн требует различного положения призм по отношению к падающему пучку лучей.

УГЛОВАЯ ДИСПЕРСИЯ ПРИЗМЫ

Угловая дисперсия призмы определяется как производная угла отклонения φ по длине волны λ . Так как угол φ зависит от показателя преломления n материала призмы, являющегося функцией длины волны, то

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{dn} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (\text{VII.46})$$

где $d\varphi/d\lambda$ — угловая дисперсия призмы.

Первый сомножитель $d\varphi/dn$ в правой части (VII.46) — безразмерная величина, определяемая ходом луча в призме. Вторым сомножителем $dn/d\lambda$ называется дисперсией вещества и является характеристикой материала призмы. Величина $d\varphi/dn$ зависит от n , преломляющего угла A и угла падения лучей на первую грань, но не зависит от линейных размеров призмы:

$$\frac{d\varphi}{dn} = \frac{\sin A}{\cos i'_1 \cos i'_2}. \quad (\text{VII.47})$$

Так как в соответствии с (VII.43) $i'_1 = A/2$, то для минимума отклонения формула (VII.47) преобразуется к виду

$$\left(\frac{d\varphi}{dn}\right)_0 = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}. \quad (\text{VII.48})$$

Тогда угловая дисперсия призмы в минимуме отклонения

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_0 = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (\text{VII.49})$$

Производная $d\varphi/dn$ возрастает с увеличением показателя n и угла A . Поэтому с целью получения большей угловой дисперсии выгоднее применять призмы с большими преломляющими углами из материалов с большими значениями $dn/d\lambda$. Преломляющий угол можно увеличивать лишь в ограниченных пределах, так как при этом увеличиваются углы i_1 и i'_2 , что приводит к возрастанию потерь на отражение, и кроме того, может произойти полное внутреннее отражение на второй грани призмы. Таким образом, значение угла A должно удовлетворять условию

$$\sin \frac{A}{2} < \frac{1}{n}.$$

Показатель преломления для всех прозрачных материалов изменяется с длиной волны нелинейно, поэтому угловая дисперсия одной и той же призмы в разных областях спектра имеет существенно различающиеся значения. Если система состоит из нескольких одинаковых диспергирующих призм, установленных в минимуме отклонения, то дисперсия пропорциональна числу призм.

ПОТЕРИ СВЕТА В ПРИЗМЕ

При прохождении излучения через призму часть лучистой энергии теряется из-за отражения от граней призмы и из-за поглощения внутри нее.

Потери на отражение при преломлении могут быть рассчитаны по формулам Френеля [49]. Коэффициент пропускания τ_p , учитывающий только потери на отражение, для неполяризованного света при установке в минимуме угла отклонения нескольких призм с одинаковыми углами A или при многократном прохождении через одну и ту же призму определяется выражением

$$\tau_p = \frac{1}{2} [(1 - \rho_p)^t + (1 - \rho_s)^t]. \quad (\text{VII.50})$$

где ρ_p и ρ_s — коэффициенты отражения для световых колебаний, электрический вектор которых соответственно перпендикулярен и параллелен преломляющему ребру призмы; t — число преломлений.

Потери на отражение возрастают с увеличением преломляющего угла, числа преломлений и показателя преломления.

Коэффициент пропускания τ_n , учитывающий потери на поглощение, при прохождении в минимуме угла отклонения можно найти по формуле

$$\tau_n = \frac{1 - 10^{-kb}}{2,3kb}, \quad (\text{VII.51})$$

где b — длина основания призмы (рис. VII.5); $k = \lg \frac{1}{\tau}$ — оптическая плотность слоя материала призмы единичной толщины.

С учетом поглощения в призме и потерь на отражение при преломлении общее пропускание призмы

$$\tau = \tau_p \tau_n. \quad (\text{VII.52})$$

Величина τ_p медленно увеличивается с длиной волны вследствие уменьшения показателя преломления. Коэффициенты же поглощения для различных длин волн могут сильно отличаться.

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ПРИЗМЫ

Как было указано в § 4, разрешающая способность спектрального прибора с безабберационной оптикой определяется шириной диспергированного пучка a' и угловой дисперсией $d\varphi/d\lambda$:

$$r = a' \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (\text{VII.53})$$

Пусть $BB' = b_1$ и $CC' = b_2$ — наименьшая длина пути лучей в главном сечении призмы (рис. VII.5). Тогда

$$a' = \frac{(b_2 - b_1) \cos i'_1 \cos i'_2}{\sin A}.$$

Принимая во внимание (VII.46) и (VII.47), получим

$$r = (b_2 - b_1) \frac{dn}{d\lambda}.$$

Для призмы, полностью заполненной светом в минимуме отклонения, $b_1 = 0$, $b_2 = b$ и

$$r = b \frac{dn}{d\lambda}. \quad (\text{VII.54})$$

Таким образом, разрешающая способность призмы пропорциональна основанию призмы и дисперсии ее материала.

МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИЗМ

При выборе материала для призм решающую роль играют его оптические свойства: область прозрачности, показатель преломления n и дисперсия вещества $dn/d\lambda$. Так как последняя величина определяет и угловую дисперсию призмы, и ее теоретическую разрешающую способность, желательно иметь большие значения $dn/d\lambda$. С другой стороны, при больших n велики потери на отражение и нельзя делать призмы с большими углами A . Необходимо принимать во внимание и такие свойства материалов, как двойное лучепреломление, однородность, возможность механической обработки, влагоустойчивость.

В видимой области спектра прозрачны оптические стекла всех марок, но для изготовления призм применяют флинты и тяжелые флинты, которые обладают наибольшей дисперсией. Они прозрачны примерно от 0,36 мкм.

В ультрафиолетовой области чаще всего используют кварц кристаллический и плавленый, который прозрачен примерно от 0,2 мкм.

Фтористый литий LiF и фторит CaF_2 в небольшой толщине прозрачны от 0,11—0,13 мкм. Они могут быть использованы для работы в дальней ультрафиолетовой области.

В ультрафиолете прозрачны и другие щелочно-галогидные кристаллы; каменная соль NaCl , сильвин KCl , бромистый калий KBr . Все они гигроскопичны, мягки, трудно обрабатываются; менее однородны, чем кварц, LiF и CaF_2 , и применение их для изготовления призм в ультрафиолетовой области нецелесообразно.

В ближней инфракрасной области спектра также прозрачны все стекла (до 2,6 мкм) и кварц (до 3,5 мкм). Далее следуют кристаллы: LiF , CaF_2 , NaCl , KCl , KBr , КРС-5 (смесь бромистого и иодистого таллия), CsJ . Кроме фтористых солей, влагоустойчив только КРС-5, но он ядовит и вследствие высокого показателя преломления ($n = 2,4$) дает большие потери на отражение.

В инфракрасной области также прозрачны до 10—15 мкм такие материалы, как кремний ($n = 3,4$), германий ($n \approx 4$). Непрозрачность в видимой области этих материалов затрудняет юстировку приборов. Кроме того, очень высокие значения n и дороговизна таких кристаллов ограничивают их применение для изготовления оптических деталей.

При работе в широкой области длин волн от 2,5 мкм использование какого-либо одного материала нецелесообразно: хорошая прозрачность и большая дисперсия — требования, которые одновременно трудно удовлетворить, так как кривая дисперсии имеет большую крутизну в той части спектра, где уже заметно поглощение, и наоборот, в области наибольшей прозрачности материала дисперсия его незначительна. Поэтому в конструкции прибора должна быть предусмотрена смена призм при переходе от одного участка спектра к другому.

СИСТЕМЫ ПРИЗМ

Во многих спектральных приборах применяют призмы с преломляющим углом 60° или несколько отличающимся от него. В автоколлимационных схемах часто используют 30° -ную призму с зеркальной гипотенузной гранью. В этом случае пучок лучей диспергирует на призме дважды и она эквивалентна 60° -ной призме.

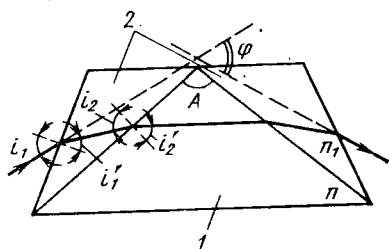


Рис. VII.6. Призма Резерфорда

Призма Резерфорда. Увеличение преломляющего угла призмы ограничивается явлением полного внутреннего отражения на второй грани и увеличением потерь на отражение от граней из-за роста угла падения лучей. Употребляемая в ряде приборов призма Резерфорда (рис. VII.6) имеет преломляющий угол A , значительно больший чем 60° .

Если показатель преломления призмы n , а окружающей ее среды n' , то из условий преломления на гранях призмы для лучей, идущих в минимуме угла отклонения, получим

$$n' \sin i_1 = n \sin i_1';$$

$$n' \sin \frac{A + \varphi}{2} = n \sin \frac{A}{2}.$$

Продифференцировав это выражение по λ , найдем

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = 2 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{d\lambda} - \frac{1}{n'} \frac{dn'}{d\lambda} \right) \frac{n \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{n'^2 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}. \quad (\text{VII.55})$$

Допустимый угол преломления призмы

$$\sin \frac{A}{2} < \frac{n'}{n}.$$

Если $n = 1,68$; $n' = 1,51$, то $A \approx 120^\circ$.

Призма Резерфорда (рис. VII.6) состоит из двух вспомогательных призм 2, изготовляемых из крона, и одной основной призмы 1 из флинта.

По сравнению с 60° -ной призмой ее дисперсия примерно в 2 раза больше.

Призма постоянного угла отклонения Аббе. В ряде случаев конструктивно целесообразно иметь постоянный угол отклонения лучей, идущих в минимуме угла отклонения. Этому удовлетворяет призма Аббе (рис. VII.7, а).

Луч, падающий на первую 30° -ную призму и идущий в минимуме отклонения, проходит 30° -ную призму параллельно ее ос-

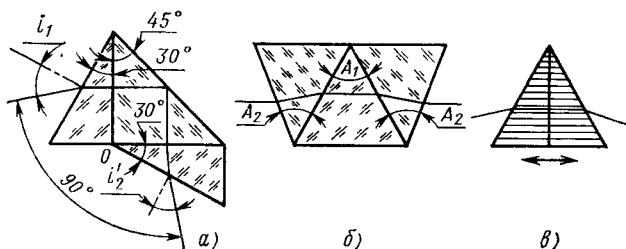


Рис. VII.7. Призмы:

а — постоянного угла отклонения Аббе; б — прямого видения Амичи; в — кварцевая призма Корню

нованию. Отразившись от гипотенузной грани 45° -ной призмы, он входит во вторую 30° -ную призму также параллельно ее основанию. Угол i_2 для лучей, идущих в минимуме отклонения, равен углу i_1 . Легко определить, что угол между падающим лучом и лучом, вышедшим из призмы, но проходящим в призме в минимуме отклонения, составляет 90° . Если вращать призму вокруг оси O , то лучи различных длин волн, идущие в призме в минимуме отклонения и выходящие из нее, всегда будут составлять с падающими на призму лучами угол 90° .

Часто призму изготовляют из трех кусков стекла: две 30° -ные призмы из тяжелого флинта и 45° -ная призма — из крона. Благодаря этому потери на поглощение уменьшаются. Так как гипотенузная грань 45° -ной призмы отражающая, то ее качество должно быть лучше, чем у гипотенузных граней 30° -ных призм.

Призма прямого видения Амичи. При разработке некоторых приборов целесообразно, чтобы направления падающих и диспергирующих лучей совпадали. Этому требованию удовлетворяет призма прямого видения Амичи, состоящая из трех склеенных призм (рис. VII.7, б).

Верхние части кроновых призм должны быть срезаны и грани закрашены поглощающим слоем, потому что лучи, падающие в верхнюю часть кроновой призмы, на флинттовую призму непосредственно не попадают, а отразившись от второй верхней грани, лишь загрязняют основной спектр.

Так как дисперсия кроновых призм противоположна по направлению дисперсии флинтовой призмы, суммарная дисперсия и разрешающая сила призмы прямого видения невелики.

Призма Корню для ультрафиолетовой области спектра (рис. VII.7, в). Она изготавливается из кварца. Для устранения двойного лучепреломления призма вырезается таким образом, чтобы оптическая ось кристалла была направлена вдоль ее основания. Для устранения влияния вращения плоскости поляризации призма изготовлена из двух 30° -ных призм левовращающего и правовращающего кварца, которые соединяются на оптическом контакте.

§ 6. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

ПЛОСКАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА ПРИНЦИП РАБОТЫ РЕШЕТКИ

Дифракционные решетки получили большое распространение, особенно в далеких ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, где неизвестны прозрачные материалы для изготовления призм. Решетки бывают прозрачные и отражательные, плоские

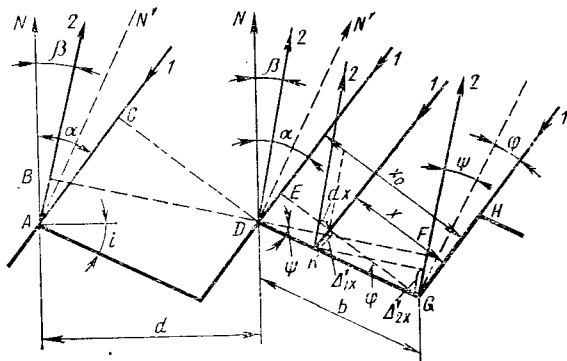


Рис. VII.8. Дифракция на плоской дифракционной решетке

и вогнутые. Первая дифракционная решетка, изобретенная Фраунгофером, представляла собой стеклянную пластину с непрозрачными штрихами, нанесенными алмазным резцом, и работала в проходящем свете. Роуланд усовершенствовал технологию изготовления решеток и дал теорию отражательной вогнутой решетки. Вуд создал ступенчатые отражательные плоские решетки — эшелетты, позволяющие концентрировать максимум дифрагированного света в заданном направлении. Отражательная решетка — эшелетт — представляет собой совокупность узких равноотстоящих параллельных зеркальных полосок с треугольным профилем штриха (рис. VII.8). Такие решетки устанавливаются, как правило, в параллельных пучках лучей, выходящих из коллиматорного объектива.

При падении на эшелетт параллельного пучка лучей на каждой зеркальной площадке происходит дифракция, как на узкой щели, и пучки, дифрагированные на всех площадках, интерферируют между собой. При этом световой пучок сложного состава превращается во множество монохроматических пучков с различными длинами волн. Дифракционная картина от одного зеркального элемента накладывается на распределение, получающееся при интерференции света от N рабочих элементов решетки. Дифракционная картина наблюдается в фокальной поверхности выходного коллиматорного объектива.

Рассмотрим действие отражательной плоской дифракционной решетки. Для простоты рассуждений остановимся на случае, когда параллельный пучок лучей падает на решетку параллельно нерабочим граням штрихов (рис. VII.8). Предположим, что излучение падает только на один элемент дифракционной решетки DGH и точка G находится на крайнем правом элементе решетки. Лучи 1 падающего волнового фронта EG приходят в точку D позже, чем в точку G . Разность хода между ними

$$\Delta'_1 = b \sin \varphi,$$

где b — ширина рабочей грани решетки; φ — угол падения лучей на рабочую грань решетки.

Лучи 2 волнового фронта DF , дифрагированного под углом ψ к нормали N' , для точек D и F приобретают разность хода $\Delta'_2 = b \sin \psi$.

Суммарная разность хода между падающими и дифрагированными лучами в точках D и G , составляет

$$\Delta' = \Delta'_1 - \Delta'_2 = b (\sin \varphi - \sin \psi). \quad (\text{VII.56})$$

Амплитуду колебаний пучка лучей волнового фронта EG примем равной a_0 . Очевидно, что разность хода, которую приобретают лучи, падающие на элементарный участок dx и дифрагированные под углом ψ , по отношению к точке G определяется выражением

$$\Delta'_x = \Delta'_{1x} - \Delta'_{2x} = x \left(\operatorname{tg} \varphi - \frac{\sin \psi}{\cos \varphi} \right). \quad (\text{VII.57})$$

Разность фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} x \left(\operatorname{tg} \varphi - \frac{\sin \psi}{\cos \varphi} \right),$$

а световое колебание

$$ds_1 = \frac{a_0}{x_0} \cos(\omega t - \delta) dx,$$

где $x_0 = b \cos \varphi$.

Окончательно получаем

$$ds_1 = \frac{a_0}{b \cos \varphi} \cos \left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \left(\operatorname{tg} \varphi - \frac{\sin \psi}{\cos \varphi} \right) \right] dx. \quad (\text{VII.58})$$

В системе спектрального прибора дифрагированные параллельные пучки лучей собираются в фокальной плоскости объектива, где они интерферируют. Для нахождения результата интерференции необходимо просуммировать выражение (VII.58) по всей ширине волнового фронта, падающего на зеркальный элемент DG :

$$s_1 = \int_0^{b \cos \varphi} \frac{a_0}{b \cos \varphi} \cos \left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \left(\operatorname{tg} \varphi - \frac{\sin \psi}{\cos \varphi} \right) \right] dx. \quad (\text{VII.59})$$

После интегрирования получим

$$s_1 = a_0 \frac{\sin \frac{\pi b (\sin \varphi - \sin \psi)}{\lambda}}{\frac{\pi b (\sin \varphi - \sin \psi)}{\lambda}} \cos \left[\omega t - \frac{\pi b (\sin \varphi - \sin \psi)}{\lambda} \right]. \quad (\text{VII.60})$$

Результирующая амплитуда колебания составляет

$$a_\psi = a_0 \frac{\sin \frac{\pi b (\sin \varphi - \sin \psi)}{\lambda}}{\frac{\pi b (\sin \varphi - \sin \psi)}{\lambda}} = a_0 \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} \Delta'}{\frac{\pi}{\lambda} \Delta'}. \quad (\text{VII.61})$$

Интенсивность дифрагированного излучения определяется выражением

$$I_\psi = I_0 \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta'}{\left(\frac{\pi}{\lambda} \Delta' \right)^2}, \quad (\text{VII.62})$$

где I_0 — интенсивность пучка лучей волнового фронта, падающего на один зеркальный элемент решетки под углом φ .

Дифракционная решетка имеет N одинаковых штрихов. Разность хода лучей, дифрагированных от двух одинаково расположенных элементарных участков соседних зеркальных элементов, составляет

$$\Delta = d (\sin \alpha + \sin \beta), \quad (\text{VII.63})$$

где α и β — углы соответственно падения и дифракции, отсчитанные от нормали N ; d — постоянная решетки.

Для любого элементарного участка dx пучка лучей, падающих на первый зеркальный элемент решетки, найдутся соответствующие элементарные пучки лучей на других элементах решетки, разность хода которых с первым пучком определяется формулой

$$\Delta_n = (n - 1) \Delta. \quad (\text{VII.64})$$

В фокальную плоскость объектива от элементарного участка приходят пучки лучей, получив разность хода на зеркальном элементе Δ'_x . Кроме того, между каждым элементарным пучком dx и соответствующим ему другим элементарным пучком, отстоящим от первого на расстоянии $d(n-1)$, возникает разность хода Δ_n .

Колебание лучей, идущих от элементарного участка dx под углом α к нормали N и дифрагированных под углом β , определяется выражением

$$ds = \frac{a_0}{b \cos \varphi} dx \cos \left\{ \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} [\Delta'_x + (n-1)\Delta] \right\}. \quad (\text{VII.65})$$

Для получения результирующего колебания необходимо выражение (VII.65) просуммировать сначала в пределах одного штриха, а затем по всем N штрихам:

$$s = \sum_{n=1}^N \int_0^{b \cos \varphi} \frac{a_0}{b \cos \varphi} \cos \left\{ \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} [\Delta'_x + (n-1)\Delta] \right\} dx. \quad (\text{VII.66})$$

Решив уравнение (VII.66), получим

$$s = a_0 \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} \Delta'}{\frac{\pi}{\lambda} \Delta'} e^{i(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} \Delta')} \frac{e^{iN \frac{2\pi}{\lambda} \Delta} - 1}{e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta} - 1}. \quad (\text{VII.67})$$

Окончательный результат распределения энергии в спектре решетки получается умножением равенства (VII.67) на комплексно-сопряженное выражение:

$$I = ss^* = a_0^2 \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta'}{\left(\frac{\pi}{\lambda} \Delta' \right)^2} \frac{\sin^2 \frac{\pi N \Delta}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi \Delta}{\lambda}} = I_0 I' I''. \quad (\text{VII.68})$$

Проанализируем формулу (VII.68). Второй множитель I' выражает распределение энергии от одного зеркального элемента решетки и имеет максимум при

$$\Delta' = b(\sin \varphi - \sin \psi) = 0. \quad (\text{VII.69})$$

Это возможно, когда $\varphi = \psi$, т. е. когда максимум дифракционной картины наблюдается под углом зеркального отражения от рабочих элементов решетки.

При $\frac{\pi \Delta'}{\lambda} = \pm m\pi$, где $m = 1, 2, 3, \dots$, наблюдается ряд эквидистантных минимумов, для которых

$$b(\sin \varphi - \sin \psi) = \pm m\lambda.$$

При $\frac{\pi \Delta'}{\lambda} = \pm (2m+1) \frac{\pi}{2}$ наблюдается ряд вторичных максимумов, которые лежат примерно посередине между двумя

соседними минимумами. Интенсивность второго и т. д. максимумов по сравнению с нулевым невелика. Если $I'_0 = 1,000$, то $I'_1 = 0,047$ и $I'_2 = 0,016$. Дифракция на зеркальном рабочем элементе решетки соответствует дифракции от одной щели. Так как положение первого минимума зависит от длины волны, то ширина нулевого максимума также зависит от длины волны.

Допустим $\pi\Delta/\lambda = u$. Для третьего множителя I'' положение максимумов и минимумов можно определить, продифференцировав выражение $\frac{d}{du} \left(\frac{\sin Nu}{\sin u} \right)$ и приравняв его к нулю. В результате получим два условия:

$$\operatorname{tg} Nu - N \operatorname{tg} u = 0 \quad (\text{условие максимумов});$$

$$\sin Nu = 0 \quad (\text{условие минимумов}).$$

Главные максимумы дифракции наблюдаются при $\frac{\pi\Delta}{\lambda} = \pm k\lambda$. В этом случае $I'' \approx N^2$ и

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = \pm k\lambda, \quad (\text{VII.70})$$

где $k = 0, 1, 3, \dots$

При углах дифракции, расположенных влево от нормали, разность хода

$$\Delta = d(\sin \alpha - \sin \beta).$$

Следовательно, формулу (VII.70) можно записать в более общем виде:

$$d(\sin \alpha \pm \sin \beta) = \pm k\lambda. \quad (\text{VII.71})$$

Выражение (VII.71) является основным уравнением плоской дифракционной решетки. В этом выражении для решетки каждому значению $k = 1, 2, 3, \dots$ соответствуют спектры 1-го, 2-го и вообще k -го порядка. Если на решетку падает монохроматическое излучение, в фокальной плоскости выходного коллиматорного объектива получается ряд монохроматических изображений, соответствующих различным значениям k . Если же падающее излучение имеет сложный спектральный состав, то, как видно из формулы (VII.71), при данном угле падения α для каждого k угол дифракции β есть функция длины волны. Таким образом, каждому значению k соответствует отдельный спектр k -го порядка.

При $k = 0$ и $\sin \alpha = \pm \sin \beta$ наблюдается нулевой максимум. Между двумя главными максимумами расположено $N - 2$ вторичных максимума и $N - 1$ минимума. Вторичные максимумы наблюдаются при

$$\frac{\pi\Delta}{\lambda} \approx \pm \frac{2k_1 + 1}{2} \frac{\pi}{N},$$

а минимумы при

$$\frac{\pi \Delta}{\lambda} \approx \pm \frac{k_1 \pi}{N}, \quad (\text{VII.72})$$

где k_1 — целые числа, кроме 0, N , $2N$...

Значения целых чисел от 1 до $N-2$ для вторичных максимумов и до $N-1$ для минимумов определяют положения вторичных максимумов и минимумов от нулевого главного максимума до первого. Целые числа от $N+1$ до $2N-2$ для вторичных максимумов и до $2N-1$ для минимумов определяют положения вторичных максимумов и минимумов между первым и вторым главным максимумом и т. д.

Распределение интенсивности в спектре решетки иллюстрирует рис. VII.9.

При разработке приборов угол наклона рабочих граней отражательной дифракционной решетки i и угол падения лучей α необходимо рассчитывать исходя из того, чтобы максимум энергии концентрировался в интересующую нас область спектра и соответствовал определенному порядку. Для этого должны быть выполнены следующие условия:

интересующая нас область спектра соответствующего порядка должна совпадать по направлению с максимумом, определяемым вторым множителем выражения (VII.68);

нулевой максимум, выражаемый третьим множителем, должен совпадать (или быть близким) по направлению с первым минимумом, выражаемым вторым множителем (рис. VII.10, а).

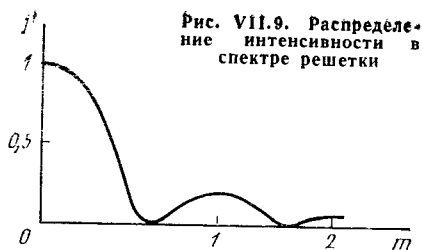
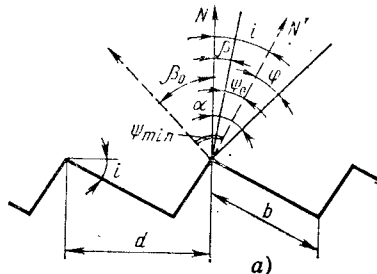


Рис. VII.9. Распределение интенсивности в спектре решетки

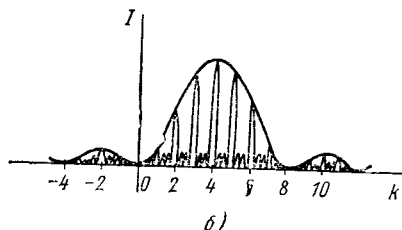
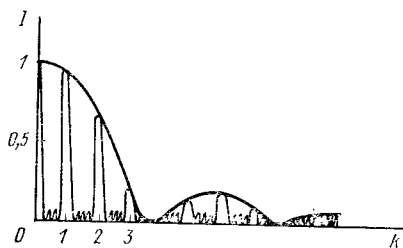
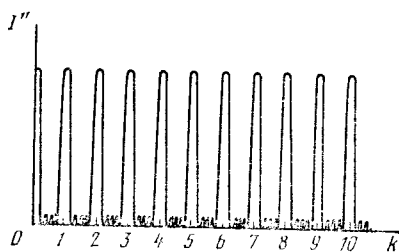


Рис. VII.10. К расчету профиля штриха решетки:

а — дифракция на решетке; б — распределение интенсивности в спектре

По первому условию максимум дифракции от второго множителя определяется из уравнения

$$b(\sin \varphi - \sin \psi_0) = 0,$$

т. е. $\psi_0 = \varphi$. По этому же направлению должен дифрагировать пучок лучей интересующих нас области спектра и порядка. Следовательно, $\alpha = i + \varphi$ и $\beta = i\psi_0 = i - \varphi$. Подставим значения углов в основное уравнение решетки

$$\sin(1 + \varphi) + \sin(1 - \varphi) = \frac{k\lambda}{d}$$

или

$$2 \sin i \cos \varphi = \frac{k\lambda}{d}.$$

Следовательно,

$$2 \cos(\alpha - i) \sin i = \frac{k\lambda}{d}. \quad (\text{VII.73})$$

Для выполнения второго условия необходимо, чтобы $\beta_0 = \psi_{1 \min} - i$, где β_0 — угол дифракции, соответствующий нулевому максимуму, а $\psi_{1 \min}$ — первому минимуму.

Угол β определим из выражения $\sin \alpha - \sin \beta = \frac{k\lambda}{d}$, где $k = 0$.

Тогда $\beta_0 = \alpha$. Угол $\psi_{1 \min}$ найдем из равенства

$$b(\sin \varphi - \sin \psi) = \pm m\lambda,$$

где $m = \pm 1$.

Так как $\varphi = \alpha - i$, то

$$\sin(\alpha - i) - \sin(\alpha + i) = -2 \cos \alpha \sin i = \pm \frac{\lambda}{b}. \quad (\text{VII.74})$$

Выражения (VII.73) и (VII.74) позволяют правильно выбрать значения углов i и α . Распределение интенсивности в спектре дифракционной решетки представлено на рис. VII.10, б, где максимум энергии соответствует четвертому порядку.

Распределение интенсивности излучения современных плоских дифракционных решеток, установленных в автоколлимационной схеме при небольших углах дифракции, иллюстрирует рис. VII.11. Полуширина максимума в первом порядке охватывает область спектра от 0,7 до $1,8\lambda_0$, а во втором порядке — от 0,41 до $0,64\lambda_0$, где значение λ_0 соответствует максимальной концентрации энергии в первом порядке и принято за единицу. Таким образом, рис. VII.11 справедлив для дифракционных решеток с различной постоянной d . Пересечение максимумов первого и второго порядков соответствует интенсивности $I \approx 0,405 I_{\max}$.

При расчете угла наклона рабочих граней решетки задаются значениями k , λ , d и α . Обычно постоянная решетки берется в 1,5—2 раза больше средней длины волны анализируемой области спектра, если с помощью решетки исследуется первый порядок.

Рассматривая явления дифракции на решетке, мы не учитывали действие нерабочих граней. При определенных условиях дифракция на нерабочих гранях может оказывать существенное влияние на распределение интенсивности в спектре решетки. Так, например, в предельном случае, когда лучи падают перпендикулярно поверхности решетки и нерабочие грани равны рабочим, их действие оказывается равноценным. Фактически такую решетку нужно рассматривать как две решетки с различно ориентированными рабочими гранями. Практически решетки изготовляют с широкими рабочими и узкими нерабочими гранями. Направление падения пучка лучей во многих схемах перпендикулярно рабочим граням, и действием нерабочих граней решетки можно пренебречь.

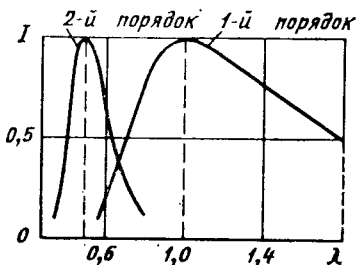


Рис. VII.11. Распределение интенсивности в первом и втором порядках решетки

Максимальная концентрация света современных решеток составляет 70—80%. Выбор d и i ограничивается технологией изготовления решеток.

В серийных спектральных приборах для ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областей спектра используются главным образом отражательные решетки, имеющие 1200, 600, 300, 200, 100 штрихов на 1 мм. Угол i в таких решетках обычно не превышает 25—30°, в уникальных достигает 60—65°.

Вогнутые решетки, которые одновременно служат и фокусирующим устройством, используются в дальней вакуумной и ближней ультрафиолетовой областях спектра. Это позволяет исключить из спектрографа коллиматорный и камерный объективы.

Итак, в отличие от призмы, которая дает только один спектр, дифракционная решетка дает одновременно несколько спектров различных порядков.

Из основного уравнения решетки следует, что

$$\pm \sin \beta = \frac{k\lambda}{d} - \sin \alpha. \quad (\text{VII.75})$$

Считаем α и d постоянными. Тогда угол дифракции зависит только от произведения $k\lambda$, и по одному и тому же направлению дифрагируют лучи различных длин волн и различных порядков

(например, $\lambda_1 = 1$ мкм первого порядка и $\lambda_2 = 0,5$ мкм второго порядка).

Поскольку при заданных углах α и β уравнению удовлетворяют несколько значений длины волны λ , соответствующих разным k , спектры различных порядков (кроме нулевого) налагаются один на другой: углы дифракции β одинаковы для всех спектральных линий, для которых произведение $k\lambda = \text{const}$, т. е. $k_1\lambda_1 = k_2\lambda_2$.

Этот недостаток устраняется двумя способами: использованием светофильтров, отсекающих мешающее излучение, и применением скрещенной дисперсии. К дифракционной решетке, разлагающей излучение в спектр в меридиональной плоскости, добавляют второй диспергирующий элемент, например, призму, разлагающую это же излучение в спектр в сагиттальной плоскости (см. § 10). При этом налагающиеся линии разных длин волн разделяются по вертикали, и вместо одной строчки спектра получается несколько строчек, каждой из которых будет соответствовать свой порядок спектра.

ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕШЕТКИ

Дисперсия. Дифференцируя основное уравнение решетки (VII.71) по длине волны λ и полагая угол падения лучей α постоянным для всех длин волн, можно получить выражение для угловой дисперсии решетки

$$d \cos \beta d\beta = k d\lambda,$$

или

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \beta}. \quad (\text{VII.76})$$

Таким образом, в спектрах разных порядков решетка дает различную угловую дисперсию, тем большую, чем выше порядок спектра. Дисперсия пропорциональна числу штрихов на 1 мм ($N_1 = 1/d$) и возрастает с увеличением угла дифракции β . С точки зрения повышения дисперсии выгодно работать в высоких порядках спектра, однако из-за наложения спектров высших порядков стремятся работать в низких порядках спектра, а для повышения дисперсии следует уменьшать постоянную решетки d при большом общем числе штрихов N .

Линейная дисперсия прибора с дифракционной решеткой определяется зависимостью

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{d\beta}{d\lambda} f'_2 = \frac{k}{d \cos \beta} f'_2. \quad (\text{VII.77})$$

Она мало меняется для различных участков спектра данного порядка, но существенно зависит от порядка k спектра. Продиф-

ференцируем основное уравнение по k , полагая α , d и λ постоянными. В результате получим

$$d \cos \beta \frac{d\beta}{dk} = 1.$$

Если принять $dk = 1$ (изменение угла β соответствует углу между направлениями дифракции одной и той же длины волны двух соседних порядков), то получим угловую величину области дисперсии

$$d\beta = \frac{\lambda}{d \cos \beta}. \quad (\text{VII.78})$$

Для того, чтобы работать в различных порядках спектра, которые налагаются один на другой, необходимо определить свободный спектральный интервал $\Delta\lambda$ — диапазон длин волн, заключенный в интервале между двумя соседними порядками одной и той же длины волны. Из основного уравнения решетки (VII.71) при постоянных значениях углов α и β имеем $\lambda \Delta k = k \Delta \lambda$, откуда при $\Delta k = 1$ получим

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{k}. \quad (\text{VII.79})$$

Чем больше k , тем меньше $\Delta\lambda$.

Дифракционная решетка в меридиональной плоскости имеет угловое увеличение

$$\Gamma = - \frac{\cos \alpha}{\cos \beta}. \quad (\text{VII.80})$$

Разрешающая способность. Разрешающая способность определяется исходя из критерия Релея (см. § 4, рис. VII.1). Две длины волны разрешаются, если максимум λ_1 совпадает с минимумом λ_2 .

Уравнение главных дифракционных максимумов решетки из формулы (VII.71) можно записать в виде

$$\sin \beta_1 = \frac{k\lambda_1}{d} - \sin \alpha.$$

Выражение для минимумов

$$\sin(\beta_1 + d\beta) = \frac{k\lambda_1}{d} + \frac{\lambda_1}{Nd} - \sin \alpha,$$

где $Nd = B$ — база решетки; λ_1/Nd — угловой предел разрешения для решетки.

По критерию Релея $\beta_1 + d\beta = \beta_2$ и

$$\sin \beta_2 = \frac{k\lambda_2}{d} - \sin \alpha,$$

поэтому

$$\frac{k\lambda_1}{d} + \frac{\lambda_1}{Nd} = \frac{k\lambda_2}{d}.$$

Тогда разрешающая способность решетки

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = kN. \quad (\text{VII.81})$$

Следовательно, разрешающая способность решетки пропорциональна порядку спектра и общему числу штрихов решетки, участвующих в дифракции.

Эту зависимость можно записать в ином виде, используя для выражения порядка спектра k :

$$r = \frac{Nd}{\lambda} (\sin \alpha + \sin \beta) = \frac{B}{\lambda} (\sin \alpha + \sin \beta). \quad (\text{VII.82})$$

Это выражение показывает, что r зависит от общей длины (базы) решетки B . Таким образом, увеличивая разрешающую способность решетки можно, увеличивая размеры решетки или используя большие углы падения и дифракции, т. е. работая в высоких порядках спектра.

Искривление спектральных линий. При падении на отражающую решетку параллельного пучка лучей, составляющего некоторый угол γ с ее главным (меридиональным) сечением, условие (VII.71) образования главных максимумов интерференции дифрагированных пучков должно быть заменено условиями

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha' + \sin \beta' &= \frac{k\lambda}{d \cos \gamma}; \\ \gamma' &= -\gamma, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.83})$$

где α' и β' — углы, образуемые нормалью к решетке с проекциями на главное сечение лучей падающего и дифрагированного пучков; γ' — угол лучей дифрагированного пучка с главным сечением.

Формула (VII.83) для проекций падающего и дифрагированного лучей имеет такой же вид, что и формула (VII.71), но постоянная решетки d как бы уменьшается.

Направление лучей дифрагированных пучков зависит от угла γ , в связи с чем в приборах с решетками, как и в призмных приборах, имеет место искривление спектральных линий; прямая входная щель изображается в виде дуги, обращенной выпуклостью в сторону коротковолновой части спектра. Кривизна спектральных линий возрастает при увеличении длины волны света λ и угла дифракции β . Мера борьбы с кривизной спектральных линий — применение искривленных щелей.

Так как разрешающая способность и дисперсия решетки пропорциональны порядку спектра, то выгодно использовать высокие порядки. Решетки, дающие качественный спектр в высоких порядках, получили название *эшелле* в отличие от решеток (эшелеттов), предназначенных для работы в низких порядках спектра. В эшелле рабочими гранями являются узкие грани штрихов, и излучение направляется по нормали (или вблизи нормали) к рабочим граням (рис. VII.12). Дифракция пучка лучей происходит также вблизи нормали. Для эшелле принято считать, что профиль штриха близок к прямоугольному, и основные характеристики определяются по параметрам штрихов b и h .

Угол δ может быть близким к 60° . Если считать, что $k = 2h/\lambda$, $b = d \cos \delta$, а $h = d \sin \delta$, то, подставив эти значения в уравнения, введенные для дифракционной решетки — эшелетт, получим уравнения для эшелле.

Угловая дисперсия

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \beta} = -\frac{2k}{\lambda b}. \quad (\text{VII.84})$$

Угловая величина области дисперсии

$$d\beta = \frac{\lambda}{d \cos \beta} = \frac{\lambda}{b}. \quad (\text{VII.85})$$

Спектральная величина области дисперсии в длинах волн

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{k} = \frac{\lambda^2}{2h}. \quad (\text{VII.86})$$

Спектральную величину области дисперсии можно выразить и в волновых числах:

$$\nu = \frac{1}{\lambda}; \quad \Delta\nu = \frac{\nu \Delta\lambda}{\lambda}; \quad \Delta\nu = \frac{1}{2h}. \quad (\text{VII.87})$$

Из формулы (VII.87) следует, что спектральная величина области дисперсии в волновых числах зависит только от высоты штрихов эшелле.

Разрешающая способность

$$r = kN = \frac{2hN}{\lambda}. \quad (\text{VII.88})$$

Для примера рассмотрим эшелле, имеющую 12 штрихов на 1 мм, $\delta = 60^\circ$, размер заштрихованной поверхности 200×200 мм².

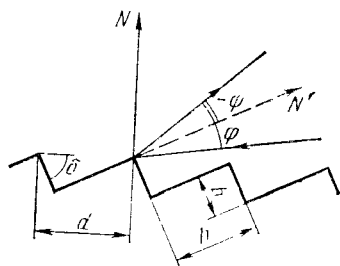


Рис. VII.12. Схема дифракции на эшелле

Примем фокусное расстояние автоколлимационного объектива $f_2 = 1$ м, а $\lambda = 500$ нм. В этом случае получим следующие характеристики: $d\beta/d\lambda = 0,007$ рад/нм; $d\lambda/dl = 0,143$ нм/мм; $\Delta\lambda = 1,74$ нм; $r = 700\,000$; $k = 288$.

Как видно из примера, разрешающая способность эшелле очень высокая, но спектральная величина области дисперсии невелика.

Так как при работе с эшелле наблюдаются высокие порядки, то необходимо либо посылать на эшелле монохроматическое излучение, либо каким-то образом разделить порядки. Разделение порядков можно осуществить скрещиванием эшелле с призмой или решеткой.

При этом эшелле как основной диспергирующий элемент разлагает свет в спектр в меридиональной плоскости, а призма или решетка работают как разделители порядков спектра и устанавливаются так, чтобы их дисперсия была перпендикулярна дисперсии эшелле. Таким образом, порядки спектра получаются пространственно разнесенными.

Если после объектива коллиматора пучок лучей падает нормально к рабочим граням штрихов эшелле, то по этому же направлению дифрагируют лучи с длинами волн $\lambda_{cp}(k)$, $\lambda_{cp}(k+1)$ и т. д., причем

$$\lambda_{cp}(k) = \frac{2d \sin \delta}{k} = \frac{2h}{k}.$$

Обозначим крайние значения диапазона длин волн в пределах спектральной величины области дисперсии $\lambda_{max}(k)$ и $\lambda_{min}(k)$. Так как $v_{cp} - v_{max} = \Delta v/2$, то

$$\frac{1}{\lambda_{cp}} - \frac{1}{\lambda_{max}} = \frac{1}{4h}; \quad \frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{cp}} = \frac{1}{4h},$$

откуда

$$\lambda_{max}(k) = \frac{4h}{2k-1}; \quad \lambda_{min}(k) = \frac{4h}{2k+1}. \quad (\text{VII.89})$$

Размер строки в фокальной плоскости объектива камеры определяется выражением [27]

$$L = \frac{dl}{d\lambda_{cp}(k)} \frac{\lambda_{max}(k)}{k + \frac{1}{2}}. \quad (\text{VII.90})$$

Рассмотрим изменение длин волн $\Delta_n \lambda_{cp}$ в вертикальной плоскости от порядка к порядку:

$$\Delta_n \lambda_{cp} = \lambda_{cp}(k) - \lambda_{cp}(k+1) = \frac{2h}{k(k+1)}.$$

Преобразовав это выражение, получим

$$\Delta_n \lambda_{cp} = \frac{\lambda_{cp}(k)}{k+1}. \quad (\text{VII.91})$$

Как видно из формулы (VII.91), величина $\Delta_v \lambda_{\text{ср}}$ изменяется с длиной волны от порядка к порядку, и чем выше порядок, тем меньше $\Delta_v \lambda_{\text{ср}}$. Если используется эшелле с большой постоянной, то при работе в высоких порядках без большой погрешности можно считать, что $(k+1) \approx k$. Тогда

$$\Delta_v \lambda_{\text{ср}} = \frac{\lambda_{\text{ср}}(k)}{k}.$$

Так как $k = \frac{2h}{\lambda_{\text{ср}}(k)}$, то

$$\Delta_v \lambda_{\text{ср}} \approx \Delta \lambda = \frac{\lambda_{\text{ср}}^2(k)}{2h}.$$

Спектральная величина области дисперсии в волновых числах

$$\Delta_v \nu_{\text{ср}} = \frac{1}{2h}. \quad (\text{VII.92})$$

Желательно, чтобы в спектрографе спектр располагался равномерно по всей высоте фотопластины. Это возможно, если дисперсия вспомогательного диспергирующего элемента, скрещенного с эшелле, с уменьшением длины волны изменяется пропорционально $\Delta_v \lambda_{\text{ср}}$. Спектр призмы в волновых числах более равномерен, чем спектр дифракционной решетки, и поэтому скрещивание эшелле с призмой с этой точки зрения предпочтительней.

Размер фотопластины в направлении высоты спектральных линий при скрещивании эшелле с призмой можно определить по формуле

$$H > h_{\lambda} \frac{\Delta n}{\delta n}, \quad (\text{VII.93})$$

где h_{λ} — высота спектральных линий; Δn — разность показателей преломления призмы для длин волн λ_{max} и λ_{min} , определяющих границы всей области спектра, которую нужно зарегистрировать; δn — изменение показателя преломления материала призмы в пределах первой строки [27].

Следует иметь в виду, что дисперсия и разрешающая способность для разных строк (порядков) различны.

Применение в спектрографах схем скрещивания эшелле с дополнительным диспергирующим элементом, кроме получения высокой разрешающей способности и дисперсии, дает возможность зарегистрировать широкую область спектра за одну экспозицию.

ВОГНУТАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

Вогнутая дифракционная решетка (рис. VII.13, а) отличается от плоской тем, что штрихи наносятся на вогнутой сферической поверхности. Поэтому она является одновременно и диспергирующей,

и фокусирующей системой. Для вогнутой дифракционной решетки справедливо то же основное уравнение дифракции, что и для плоской решетки. При расположении входной щели и решетки на окружности диаметром, равным радиусу кривизны решетки, спектр фокусируется на той же окружности. Благодаря этому вогнутая решетка незаменима в вакуумной, ультрафиолетовой и рентгеновской областях длин волн.

Рассмотрим элементарную теорию вогнутой решетки. Условие образования главных максимумов дифракции

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = k\lambda.$$

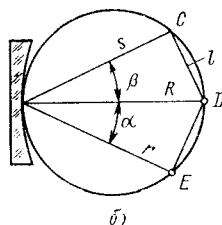
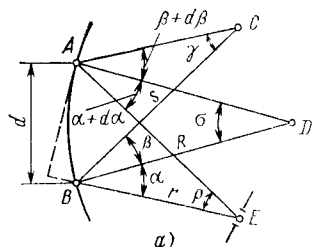


Рис. VII.13. Дифракция на вогнутой решетке: AD и BD — нормали к поверхности

Из рисунка (VII.13, а) следует:

$$\rho + \alpha = \sigma + \alpha + d\alpha; \quad d\alpha = \rho - \sigma; \quad \rho = \frac{d}{r} \cos \alpha; \quad \sigma = \frac{d}{R};$$

$$\beta + \sigma = \gamma + \beta + d\beta; \quad d\beta = \sigma - \gamma; \quad \gamma = \frac{d}{S} \cos \alpha.$$

Продифференцировав основное уравнение решетки при данных k и λ , получим

$$\cos \alpha d\alpha + \cos \beta d\beta = 0,$$

или

$$\cos \alpha (\rho - \sigma) + \cos \beta (\sigma - \gamma) = 0.$$

Подставляя значения ρ , σ и γ , находим

$$\cos \alpha \left(\frac{d}{r} \cos \alpha - \frac{d}{R} \right) + \cos \beta \left(\frac{d}{R} - \frac{d}{S} \cos \beta \right) = 0.$$

Анализируя это уравнение, можно сказать, что оно будет удовлетворено во всех случаях, если выражения в скобках равны нулю, поэтому

$$R \cos \alpha = r \text{ и } R \cos \beta = S. \quad (\text{VII.94})$$

Очевидно, что зависимости (VII.94) являются уравнениями окружности с радиусом R , и, следовательно, точки C и E лежат на окружности (E — входная щель, C — изображение входной щели). Эта окружность названа *кругом Роуланда*. Следует иметь в виду, что решетка не лежит на круге Роуланда, а лишь касается

его, так как радиус круга Роуланда равен половине радиуса кривизны решетки. Элементарная теория вогнутой решетки не рассматривает эффекта конечных размеров решетки и пренебрегает влиянием длины штрихов. Фактически рассматривается лишь сечение решетки кругом Роуланда.

Определим линейную дисперсию при расположении решетки, щели и спектра на круге Роуланда (рис. VII.13, б). Считаем, что $CD = l$. Тогда $l/R \approx \sin \beta$, и основное уравнение решетки запишется в виде

$$d \left(\sin \alpha + \frac{l}{R} \right) = k\lambda.$$

Продифференцировав это уравнение по l при данном α , получим

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{kR}{d \cos \beta}. \quad (\text{VII.95})$$

Таким образом, величина линейной дисперсии на круге Роуланда пропорциональна радиусу кривизны решетки, а не ее фокусному расстоянию, равному $R/2$.

Так как решетка нарезается на вогнутом зеркале, то в спектральные линии вносятся искажения, возникающие вследствие aberrаций, присущих вогнутому зеркалу. Наиболее существенной aberrацией является астигматизм, который проявляется в том, что точка на щели изображается линией.

Если h_p — высота штрихов решетки, то высота линии, в которую растягивается точка,

$$L_n = (\sin \alpha \operatorname{tg} \alpha + \sin \beta \operatorname{tg} \beta) \cos \beta h_p. \quad (\text{VII.96})$$

При $\beta = 0$, т. е. вблизи нормали к решетке,

$$L_n = \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha h_p.$$

Астигматизм минимален, если угол падения и угол дифракции близки к нулю, т. е. падающие и дифрагированные лучи лежат вблизи нормали к решетке.

Так как каждая точка щели изображается линией, то для получения максимальной интенсивности спектральной линии необходимо, чтобы освещалась возможно большая часть щели по высоте. Пусть какая-либо точка на щели смещена относительно другой точки на отрезок h_1 . Тогда эта точка даст такую же линию, смещенную на отрезок $h'_1 = h_1 s/r$. Наибольшая яркость линии будет при освещении участка щели, определяемого выражением

$$h_{\min} = L_n \frac{r}{s}.$$

Подставляя в формулу (VII.96) значения r и s , получаем

$$h_{\min} = (\sin^2 \alpha + \sin \beta \operatorname{tg} \beta \cos \alpha) h_p. \quad (\text{VII.97})$$

При подробном рассмотрении астигматизма вогнутой решетки оказывается, что вертикальная линия (щель), расположенная на на круге Роуанда, изображается также на круге Роуанда. Горизонтальная же линия изображается на круге Роуанда, если она лежит вне круга Роуанда. Для отыскания положения этой линии (рис. VII.14) нужно провести в точке C касательную к кругу Роуанда и найти ее пересечение с прямой AE , т. е. точку O . В этой точке можно поме-

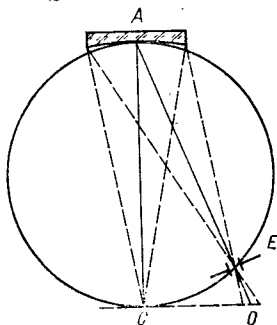


Рис. VII.14. Схема определения положения диафрагмы или ступенчатого ослабителя в схеме вогнутой решетки, расположенной на круге Роуанда

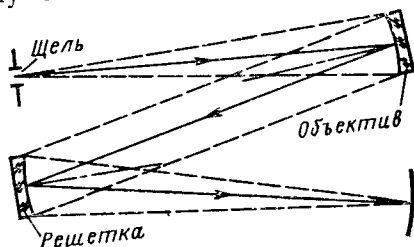


Рис. VII.15. Схема Водсворта

стить диафрагму, ступенчатый ослабитель и другие приспособления.

Уменьшения астигматизма можно достичь установкой между щелью и решеткой цилиндрической или сфероцилиндрической линзы. При этом стигматическое изображение щели получается только для относительно небольшой области спектра.

Вогнутую дифракционную решетку можно устанавливать и по схеме Водсворта (рис. VII.15). Щель размещается в фокальной плоскости зеркального объектива, и на решетку падает параллельный пучок лучей.

Вогнутая решетка фокусирует дифрагированные на ней пучки в свою фокальную плоскость. Линейная дисперсия решетки в этом случае выражается формулой

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{kR \cos \beta \sqrt{(\cos \alpha + \cos \beta)^2 + (\sin \beta + 2 \cos \alpha \operatorname{tg} \beta)^2}}{d (\cos \alpha + \cos \beta)^2}. \quad (\text{VII.98})$$

При $\beta = 0$

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{kR}{d (\cos \alpha + 1)}. \quad (\text{VII.98}')$$

Следовательно, дисперсия при дифракции по нормали к решетке имеет наименьшее значение. Астигматизм в данном случае также минимален, поэтому установку Водсворта иногда называют стигматической.

Создание мощных источников монохроматического излучения — лазеров позволило использовать их для образования голографического изображения, в том числе и на дифракционной решетке. На заготовки наносится особый светочувствительный слой, который облучается двумя когерентными монохроматическими пучками. В результате интерференции этих пучков после соответствующей химической обработки на поверхности подложки остаются полосы, форма и расстояние между которыми определяются положением двух источников излучения относительно заготовки и длиной волны этих источников. Затем интерференционный слой покрывают слоем металла, в результате чего получается отражательная голографическая решетка, с которой могут быть изготовлены копии (реплики).

Плоские голографические решетки с равноотстоящими параллельными штрихами получаются в результате интерференции двух параллельных пучков 1 и 2, падающих на заготовку под разными углами i_1 и i_2 (рис. VII.16). Расстояние $AB = d$ между соседними штрихами определяется из условия, что разность хода пучков $A_1B - A_2B$, падающих на участок AB поверхности заготовки, равна длине волны λ_0 излучения используемого оптического квантового генератора (ОКГ):

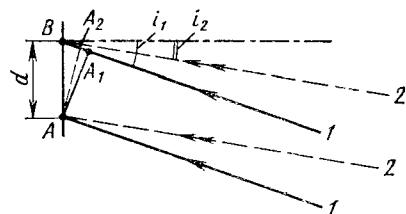


Рис. VII.16. Получение решетки голографическим методом

$$d(\sin i_1 - \sin i_2) = \lambda_0. \quad (\text{VII.99})$$

Голографические решетки почти не дают рассеянного света, что очень важно при исследовании, например, спектров комбинационного рассеяния. Кроме того, они не имеют «духов». Разрешающая способность таких решеток составляет 80—100 % теоретической, коэффициент отражения $\rho \leq 0,4 \div 0,6$, профиль их близок к синусоидальному. Они дают одинаково интенсивные спектры положительных и отрицательных порядков. Недостатком голографических решеток является их сильное поляризующее действие. Изменяя условия освещения заготовки двумя пучками, можно получать решетки с самыми разными параметрами, что открывает новые возможности для коррекции aberrаций оптических систем спектральных приборов.

§ 7. ОСВЕЩЕНИЕ ЩЕЛИ В СПЕКТРАЛЬНОМ ПРИБОРЕ

ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

К источникам излучения предъявляются высокие требования. При эмиссионном спектральном анализе источник должен обеспечить достаточную яркость, устойчивость процесса испарения

материала образцов и возбуждения паров к свечению, чистоту спектра, нечувствительность к различиям структуры образцов и др. Источник должен позволять анализировать весьма малые абсолютные концентрации веществ с большой точностью. Рассмотрим некоторые источники излучения.

Пламя ацетилено-воздушное, ацетилено-кислородное и реже светильного газа применяют в основном для анализа на щелочные и некоторые щелочноземельные элементы, так как они имеют низкий потенциал возбуждения. Температура пламени $1500 - 3300^{\circ}\text{C}$. Стабильность условий возбуждения спектра достаточно высокая, поэтому пламя можно использовать не только для качественного, но и для количественного анализа.

Конденсированная высоковольтная искра находит наибольшее применение для количественного спектрального анализа металлов и сплавов. Достаточной стабильностью обладают генераторы типа ИГ, выпускаемые отечественной промышленностью. Наиболее стабильны генераторы с электронным управлением. При анализе сталей на содержание углерода при помощи генератора с электронным управлением достигнута высокая воспроизводимость анализа.

Дуга переменного тока нашла широкое применение для проведения качественного и количественного анализа. Большое распространение получил генератор дуги переменного тока и низковольтной искры ДГ-2. В режиме низковольтной искры можно анализировать углерод, галоиды и другие элементы, имеющие высокие потенциалы возбуждения.

Дуга постоянного тока используется для качественного и количественного анализа руд и минералов, а также для анализа металлов на чистоту. Дуга имеет падающую вольт-амперную характеристику, и случайные колебания силы тока приводят к неустойчивому горению. Поэтому последовательно с дуговым промежутком включается балластное сопротивление.

Для работы в ближней ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях используют лампы накаливания, характеризующиеся равномерным распределением энергии в спектре. В спектроскопии применяют проекционные лампы, автомобильные лампы и лампы с ленточной нитью, которые обладают достаточно высокой яркостью.

В инфракрасной области спектра используют главным образом штифт Нернста и силитовый стержень — глобар. Штифт Нернста представляет собой прессованный стерженец из тонко размельченных окислов тория, циркония, иттрия и др. Он имеет большой отрицательный температурный коэффициент электрического сопротивления и поэтому требует предварительного подогрева. Штифт обладает высокой излучательной способностью и при температуре около 1500°C спектральное распределение его энергии почти совпадает с распределением энергии абсолютно черного тела при той же температуре.

Силитовый стержень — глобар изготавливается из карбида кремния. Он не требует дополнительного подогрева. В коротковолновой инфракрасной области спектра яркость штифта Нернста больше, чем глобара, но в длинноволновой области ($\lambda > 10$ мкм) излучательная способность глобара выше.

Для проведения анализа жидкостей по спектрам комбинационного рассеяния применяют ртутные лампы высокого давления. Их основным преимуществом является большая яркость излучения, недостатком — значительный непрерывный фон, свойственный разряду высокого давления. Для анализа газов пригодны только лампы низкого давления. Для люминесцентного анализа могут быть использованы: солнечное излучения со светофильтрами в области 286—400 нм, электрическая дуга в области 200—400 нм, электрическая искра в области до 185 нм. Наиболее широкое применение нашли газосветные лампы. Лампы сверхвысокого давления ГСВД, наполняемые аргоном, криптоном, или ксеноном, обладают сплошным излучением большой интенсивности в области 200—400 нм. Кроме того, можно использовать лампы накаливания и катодные трубки.

При градуировке спектральных приборов необходимо иметь спектр с известными длинами волн. В ближней ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях для этих целей можно использовать ртутные лампы, гейслеровские трубки, натриевые, неоновые и другие лампы. В дальней инфракрасной области градуировка ведется по спектрам поглощения различных хорошо изученных материалов при источнике излучения со сплошным спектром.

В последнее время широкое распространение получили лазерные источники света, которые отличаются монохроматичностью и большой мощностью излучения.

КОГЕРЕНТНОЕ И НЕКОГЕРЕНТНОЕ ОСВЕЩЕНИЕ ЩЕЛИ

Распределение интенсивности по контуру спектральной линии зависит от ширины входной щели и способа ее освещения. Теоретически различают два предельных случая: некогерентное и когерентное освещение щели. Освещение щели, при котором каждый ее участок излучает свет независимо и между излучением разных участков нет постоянных фазовых соотношений, называется *некогерентным*.

При *когерентном* освещении отдельные элементы поперечного сечения щели излучают свет с постоянной разностью фаз.

При некогерентном освещении (рис. VII.17, а) распределение интенсивности по контуру линии равномерное, и форма контура близка к кривой Гаусса. Полуширина линии приблизительно равна размеру геометрического изображения щели, когда ширина ее больше нормальной ($s > s_n$). При ширине щели меньше нормальной контур линии искажается не сильно.

При корегентном освещении (рис. VII.17, б), когда ширина входной щели намного больше нормальной ($s > 3s_n$), распределение интенсивности по контуру линии неравномерное. Ширина линии значительно уже геометрического изображения щели.

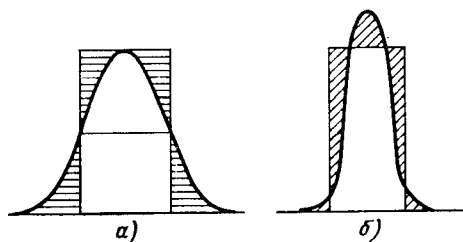


Рис. VII.17. Распределение интенсивности по контуру спектральной линии

Изображение источника на щели с помощью конденсора, полностью заполняющего объектив коллиматора, дает частично когерентное освещение щели.

ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Осветительные системы разрабатывают исходя из задач, которые должен решать спектральный прибор.

При качественном анализе важно осветить щель наиболее чувствительным участком источника.

Для количественного анализа необходимо получить равномерное освещение щели всеми точками источника. Осветительная система спектрографа должна воспроизводить оба способа освещения щели. Независимо от вида спектрального анализа осветительная система должна обеспечивать максимальное использование разрешающей способности и светосилы прибора. Рассмотрим несколько схем освещения щели.

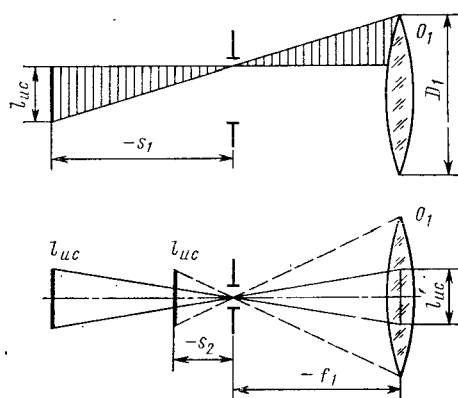


Рис. VII.18. Схема освещения щели непосредственно источником света

Система освещения щели непосредственно источником (рис. VII.18). Для того чтобы не было виньетирования пучка лучей, источник излучения с диаметром светящегося объема $l_{ис}$ следует установить на вполне определенном расстоянии s_1 от щели. С другой стороны, для полного использования светосилы и разрешающей способности прибора он должен быть установлен на расстоянии s_2 . Оба эти условия при высокой и узкой щели выполнить невозможно. Щель освещается равномерно всеми точками источника. Пучки лучей, идущие от разных точек щели, проходят различные участки оптики, и, если оптика имеет местные дефекты, они скажутся на распределении освещенности вдоль спектральной линии.

Осветительная система с проекцией изображения источника на щель (рис. VII.19). При заполнении апертуры объектива колли-

матора в горизонтальной плоскости пучок лучей в вертикальной плоскости виньетируется оправой объектива (рис. VII.19, а). Для устранения этого явления устанавливается антивиньетирующая линза 2 (рис. VII.9, б), рассчитанная таким образом, чтобы изображение осветительной линзы 1 проектировалось ею в объектив коллиматора 3. На каждой точке щели воспроизводится изображение соответствующей точки, а в случае источника с неравномерной яркостью спектральные линии имеют неравномерную освещенность. Неоднородность стекла антивиньетирующей линзы сказывается на равномерности освещенности спектральной линии. Вместо сферической линзы при нитевидных источниках излучения часто используют цилиндрические или сфероцилиндрические линзы.

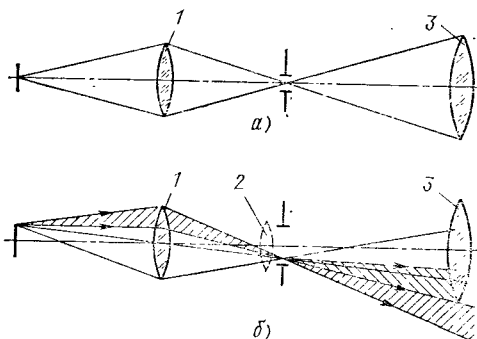


Рис. VII.19. Схема проекции изображения источника осветительной линзой на щель

Трехлинзовая осветительная система (рис. VII.20) дает возможность осуществлять равномерное освещение щели от любого участка источника излучения. Она рассчитывается таким образом, чтобы источник излучения 1 проектировался линзой 2 на линзу 3, перед которой установлена диафрагма. Благодаря этому можно выделить пучки лучей, идущие от различных участков источника. Линза 3 проецирует оправу линзы 2 на оправу анти-

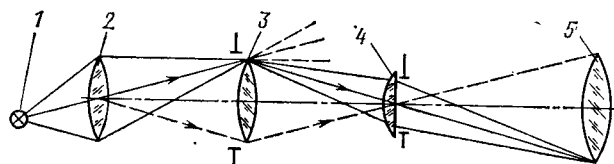


Рис. VII.20. Схема трехлинзовой осветительной системы

виньетирующей линзы 4, которая, в свою очередь, проецирует оправу линзы 3 на оправу объектива коллиматора 5.

Для инфракрасной области спектра, а в последние годы также для видимой и ультрафиолетовой областей, применяют зеркальные осветительные системы (рис. VII.21).

Осветительная система с растровым конденсатором. Некоторые источники излучения, как, например, искра и дуга, способны перемещаться во время горения. Поэтому изображение светящегося объема смещается относительно щели или объектива колли-

матора, что вызывает неравномерность освещенности. Устранить этот недостаток можно при помощи растрового конденсора (рис. VII.22).

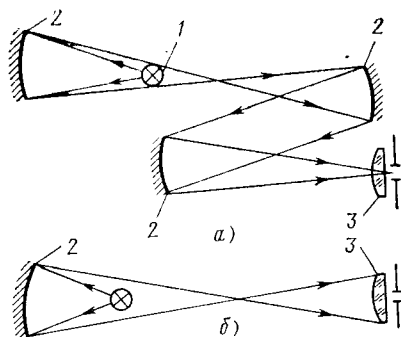


Рис. VII.21. Зеркальные осветительные системы:

а — с тремя зеркалами; б — с одним зеркалом; 1 — источник излучения; 2 — зеркала; 3 — антивиньетирующая линза

Конденсор состоит из линзы 1, на плоской стороне которой размещен ряд небольших линз 2 с одинаковыми фокусными расстояниями. Линзы 2 образуют растр. Линза 1 изображает источник

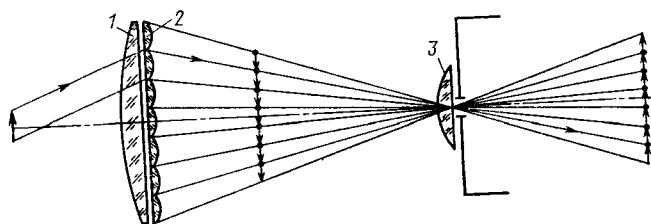


Рис. VII.22. Схема растровой осветительной системы

ник в плоскости антивиньетирующей линзы 3, а совместно с растровыми линзами и антивиньетирующей линзой — на объективе коллиматора.

§ 8. МОНОХРОМАТОРЫ

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОХРОМАТОРА

Основой большинства типов спектрометров и спектрофотометров является монохроматор — устройство, позволяющее выделить из спектра излучения источника отдельные спектральные линии или участки. Кроме того, промышленность выпускает монохроматоры в виде отдельных приборов. Оптическая система монохроматора включает входную щель, коллиматорный объектив, диспергирующую систему, фокусирующий объектив и выходную щель, которая выделяет излучение узкого интервала длин волн.

Основными характеристиками монохроматора, определяющими выбор параметров его оптической системы, являются лучистый

поток P , проходящий через выходную щель, предел разрешения $\delta\lambda$ или разрешающая способность $r = \lambda/\delta\lambda$, относительное отверстие объектива коллиматора A . Разрешающая способность, ширина выделяемого спектрального интервала и спектральное распределение энергии излучения, прошедшего через выходную щель, определяются аппаратной функцией монохроматора.

Поток, входящий в монохроматор, для спектрального диапазона $\Delta\lambda$ определяется формулой

$$P_\lambda = I_\lambda \omega_0 \Delta\lambda = L_\lambda S_0 \omega_0 \Delta\lambda, \quad (\text{VII.100})$$

где I_λ — спектральная сила света объекта, Вт/ср·мкм; ω_0 — телесный угол излучения объекта, ср; $\Delta\lambda$ — спектральный диапазон излучения объекта, мкм; L_λ — спектральная плотность яркости объекта, Вт/м²·ср·мкм; S_0 — площадь объекта, м².

Произведение $S_0 \omega_0 = G$ — геометрический фактор прибора. Если пренебречь дифракцией света, то выходящий из монохроматора поток

$$P'_\lambda = \tau_\lambda P_\lambda = \tau_\lambda L_\lambda S_2 \omega_2 \Delta\lambda, \quad (\text{VII.101})$$

где τ_λ — коэффициент пропускания монохроматора; S_2 — площадь выходной щели; $\Delta\lambda$ — пропускаемый спектральный интервал; ω_2 — телесный угол сходящихся лучей выходного коллиматора, фокусирующихся на выходной щели.

Телесный угол

$$\omega_2 = \frac{\pi D_2^2}{4f_2^2} = \frac{\pi}{4} A_2^2,$$

где D_2 — световой диаметр; f_2 — фокусное расстояние; A_2 — действующее (эффективное) относительное отверстие выходного коллиматора.

Учитывая, что $S_2 = s_2 h_2$, где s_2 , h_2 — ширина и высота выходной щели, получим

$$P'_\lambda = \frac{\pi}{4} A_2^2 \tau_\lambda L_\lambda s_2 h_2 \Delta\lambda. \quad (\text{VII.102})$$

ТИПОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ МОНОХРОМАТОРОВ

Автоколлимационные схемы. В большинстве призмных монохроматоров применяется автоколлимационная схема *Литтрова* (рис. VII.23), основными преимуществами которой являются простота конструкции и вдвое увеличенная дисперсия (из-за двукратного прохождения потока через призму). Сканирование спектра осуществляется поворотом зеркала Литтрова.

В автоколлимационной схеме в качестве диспергирующего элемента можно использовать и дифракционную решетку (рис. VII.24).

Во многих приборах (ИКС-12, ИКС-14, ИКС-22, ЗМР-2, ЗМР-3) используется автоколлимационная схема с внесосевым

параболоидом. Ширина a параллельных пучков до и после дисперсии одинакова, так что меридиональное увеличение призмы или решетки равно единице, и aberrации оптической системы равны удвоенным aberrациям зеркала для параллельных пучков, а диспергирующее устройство вызывает лишь искривление спектральных линий. Когда объективом служит сферическое зеркало, а падающий и отраженный лучи образуют в вершине зеркала между собой угол α , суммарные aberrации системы в направлении дисперсии (при квадратном сечении пучка) будут определяться выражением

$$b = \frac{a^3}{16f^2} + \frac{a^2i}{4f}, \quad (\text{VII.103})$$

где первый член выражает сферическую aberrацию, второй — кому. Таким образом, aberrационное уширение изображения

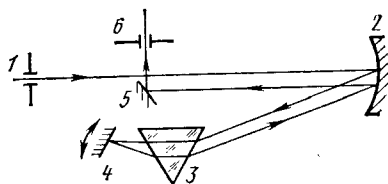


Рис. VII.23. Автоколлимационная схема Литтрова:

1 — входная щель; 2 — объектив; 3 — диспергирующая призма; 4 — автоколлимационное зеркало Литтрова; 5 — плоское зеркало; 6 — выходная щель

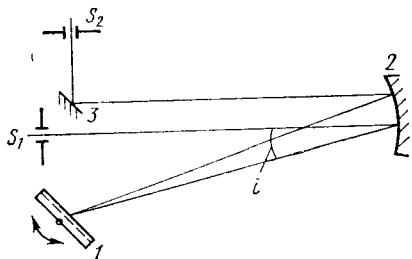


Рис. VII.24. Автоколлимационная схема с дифракционной решеткой:

S_1, S_2 — входная и выходная щели соответственно; 1 — дифракционная решетка; 2 — объектив; 3 — плоское зеркало

точки щели в плоскости симметрии определяется практически комой.

Астигматизм, вызываемый наклонным падением лучей на зеркало, приводит к удлинению изображения щели на величину

$$\delta h = \frac{Hi^2}{2}, \quad (\text{VII.104})$$

где H — высота диспергирующего элемента.

Это удлинение, как правило, невелико по сравнению с высотой щелей и поэтому несущественно. Угол α выбирают таким, чтобы не было виньетирования пучка, т. е. из условия $\alpha > a/f$. В автоколлимационных схемах с внеосевым параболоидом точка щели, находящаяся на оси парабоида, изображается без aberrаций. Но с увеличением высоты щелей качество изображения ухудшается. Ширина фигуры рассеяния на концах изображения щели высотой h определяется формулой

$$b = \frac{ah^2x}{4f^3}, \quad (\text{VII.105})$$

где x — расстояние от зеркала до диспергирующего элемента.

Для компенсации кривизны спектральных линий, вносимой диспергирующим элементом, и абберационного уширения щели конструктивные элементы оптики монохроматора выбирают так, чтобы для определенной длины волны дисперсионная и абберационная кривизны были одинаковы по величине, но противоположны по знаку. Знаки обоих видов кривизны зависят от взаимного положения диспергирующего элемента и внеосевого зеркала. В призмных приборах эти знаки противоположны, если основание призмы ближе к оси параболоида, чем ее вершина. Такое расположение призмы принято в монохроматорах большинства инфракрасных спектрофотометров. В автоколлимацион-

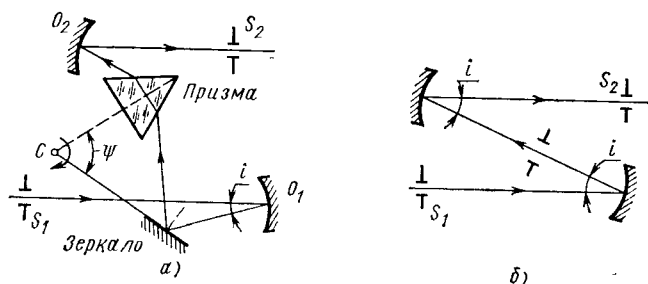


Рис. VII.25. Схема Водсворта—Черни:
 а — Z-образная; б — эквивалентная система зеркал

ных монохроматорах с дифракционными решетками взаимная компенсация дисперсионной и абберационной кривизны линий возможна при определенном расположении решетки. При этом искривление изображения отсутствует.

Схемы с Z-образным ходом лучей. Черни в 1930 г. указал, что в призмном монохроматоре Водсворта с системой постоянного угла отклонения (при качании вокруг точки C) и одинаковыми зеркальными объективами O_1 и O_2 (рис. VII.25), при равных углах падения i главный лучей на оба вогнутых зеркала может быть осуществлен такой ход лучей, при котором кома децентрировки зеркал полностью компенсируется. Такая схема Водсворта—Черни (рис. VII.25, а) эквивалентна системе двух вогнутых зеркал с Z-образным ходом лучей (рис. VII.25, б).

Подобный ход лучей имеет место и в предложенной Фасти симметричной схеме монохроматора с плоской отражательной дифракционной решеткой (рис. VII.26), помещенной на оси общего вогнутого сферического зеркала в его фокальной плоскости. Угол между падающими и дифрагированным пучками $|\beta - \alpha| = 2i$. В этой схеме при любых значениях углов падения и дифракции полностью компенсируется искривление спектральных линий, если входная и выходная щели имеют форму дуг радиуса $\rho_0 = f \operatorname{tg} i$ с общим центром на оси системы. Позднее схема Фасти была усовершенствована; с целью частичной компенсации комы,

обусловленной меридиональным увеличением решетки, углы падения главных лучей на зеркало при первом и втором отражениях были сделаны различными, одно большое вогнутое зеркало было заменено двумя меньших размеров, для устранения сферических aberrаций зеркалам была придана форма параболоидов вращения, что позволило увеличить относительное отверстие. Впервые эти усовершенствования осуществлены в отечественном приборе ДФС-12.

Дальнейшим развитием схемы Фасти является горизонтальная несимметричная схема монохроматора с произвольным рассто-

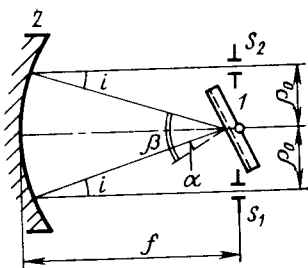


Рис. VII.26. Z-образная горизонтальная симметричная схема Фасти:

1 — дифракционная решетка; 2 — сферическое зеркало

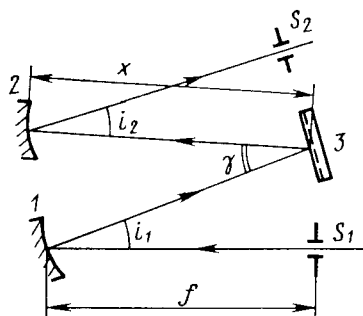


Рис. VII.27. Z-образная горизонтальная несимметричная схема Фасти:

1, 2 — объективы; 3 — дифракционная решетка

нием x от зеркал до решетки (рис. VII.27). Больше всего ухудшает качество изображения в этой схеме кома. Она может быть существенно уменьшена при несимметричном расположении щелей относительно решетки; для лучей, идущих в горизонтальной плоскости симметрии, кома полностью устраняется, если $\alpha_2 = \Gamma^3 \alpha_1$. Меридиональное увеличение диспергирующей системы

$$\Gamma = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \neq 1 \quad (\text{при } \gamma = 0),$$

где α и β показаны на рис. VII.26.

Условие компенсации меридиональной комы в зеркальном монохроматоре с Z-образным ходом лучей можно обобщить на случай различных фокусных расстояний коллиматорного и фокусирующего объектива:

$$i_2 = \Gamma^3 i_1 \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2. \quad (\text{VII.106})$$

Влияние астигматизма устраняют двумя способами: 1) помещают решетку на расстоянии $x = 2f$ от зеркал; 2) применяют искривленные щели.

С целью повышения светосилы высота щелей может быть увеличена при соответствующем их искривлении. При этом разрешающая способность остается почти такой же, как и при ко-

ротких щелях: в горизонтальной схеме разрешение ограничивается главным образом сферической aberrацией и остаточной комой децентрировки, и в гораздо меньшей степени — aberrациями 3-го порядка для точек на щели, не лежащих в плоскости симметрии. В случае компенсации комы для заданной длины волны при использовании сферических зеркал величину пятна рассеяния можно оценить по формуле для сферической aberrации:

$$b \approx \frac{a^3}{8f^2}. \quad (\text{VII.107})$$

Для параболических зеркал сферической aberrации не будет, а кома остается такой же, что и для сферических зеркал.

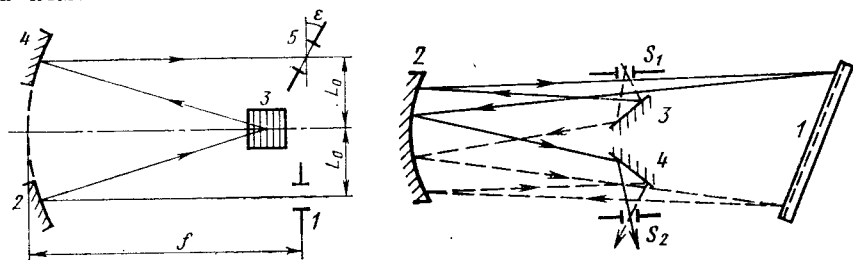


Рис. VII.28. Вертикально-симметричная схема Фаста:

1 — входная щель; 2 — объектив входного коллиматора; 3 — дифракционная решетка; 4 — объектив выходного коллиматора; 5 — выходная щель

Рис. VII.29. Схема Пфунда с плоскими зеркалами:

1 — дифракционная решетка; 2 — сферическое зеркало; 3, 4 — плоские зеркала

Вертикальная схема. В зеркальных монохроматорах с решеткой может быть применена вертикально-симметричная схема Фаста (рис. VII.28). В ней щели расположены одна над другой, т. е. выше и ниже решетки, и вытянуты вдоль ее штрихов. Тем самым значительно уменьшено количество паразитного света на выходной щели, так как дифрагированные лучи не могут вновь попасть на решетку. Углы падения и дифракции одинаковы, поэтому кома отсутствует. Изображение фокусируется в плоскости, наклоненной к вертикали, и выходную щель нужно наклонить на угол $\varepsilon = 2L_0/f$. Кроме того, здесь появляется наклон спектральных линий в плоскости изображения, поэтому для различных длин волн наклон щели должен быть различным. В вертикально-симметричной схеме Фаста с параболическими зеркалами достигается такое же качество изображения, как и в автоколлимационной схеме с внесевым параболоидом, но это связано с конструктивными осложнениями.

Схемы с дополнительными плоскими зеркалами. Асимметрия изображения устраняется, если обе щели монохроматора поместить на осях вогнутых зеркал, введя малые плоские зеркала в сходящийся или расходящийся пучки или большие плоские зеркала, как предложил в 1927 г. Пфунд, в параллельный пучок. В схеме Пфунда (рис. VII.29) оптическая система является центри-

рованной. Благодаря введению плоских дополнительных зеркал 3, 4 щель S_1 и ее изображение S_2 находятся вблизи оптической оси. При использовании сферических зеркал aberrации 3-го порядка представлены только сферической aberrацией b_{a6} ; в центре щели

$$b_{a6} = \frac{a^3}{8f^2}, \quad (\text{VII.108})$$

где a — размер нарезанной части решетки; на краю щели

$$b_{a6} = \frac{a^3}{8f^2} - \frac{ah^2}{8f^2} \left(\frac{x}{f} - \frac{x^2}{8f^2} \right), \quad (\text{VII.109})$$

где x — расстояние от вогнутого зеркала до решетки; h — размер щели.

При использовании схемы Пфунда со сферическими зеркалами не удастся существенно повысить разрешающую способность. По качеству изображения эта схема мало отличается от схемы Водсворта—Черни. При введении параболических зеркал на оси $b_{a6} = 0$ на краю щели

$$b_{a6} = \frac{ah^2x}{8f^3}. \quad (\text{VII.110})$$

Уширение изображения вызывается астигматизмом и кривизной поля. Параболические зеркала позволяют существенно улучшить качество изображения по сравнению со сферическими.

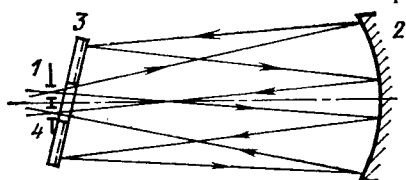


Рис. VII.30. Автоколлимационная схема Пфунда:

1, 4 — входная и выходная щели; 2 — сферическое зеркало; 3 — дифракционная решетка с отверстием

Недостатки этой схемы: большая потеря энергии из-за виньетирования; громоздкость схемы (большие расстояния между двумя вогнутыми зеркалами: $x > 4f$). Не исключено вторичное падение света на решетку, причем на выходной щели может фокусироваться нераз-

ложенный свет нулевого порядка, что вызывает неизбежные ошибки в интерпретации экспериментальных данных.

Автоколлимационная схема Пфунда становится очень компактной, если в ней плоское зеркало заменено дифракционной решеткой с отверстием (рис. VII.30). Чтобы не делать большого отверстия, щели следует располагать как можно ближе одну к другой. Сравнение различных схем зеркальных монохроматоров показывает, что с точки зрения качества изображения и удобства эксплуатации наиболее удачна автоколлимационная схема с внеосевым параболическим зеркалом. Она одинаково пригодна и в призмённых, и в дифракционных приборах.

При высоких требованиях к светосиле и разрешающей способности в случае невозможности изготовления внеосевого пара-

болоида больших размеров применяют горизонтальную несимметричную схему Эберта—Фасти с плоской решеткой и параболическими зеркалами, у которых используются их осевые части.

Вертикально-симметричная схема с параболоидом нежелательна как из-за больших его размеров, так и из-за конструктивной сложности.

Схемы с дополнительными плоскими зеркалами громоздки, и, кроме того, им присуще виньетирование световых пучков.

Применение автоколлимационной схемы Пфунда оправдано в тех случаях, когда желательно обойтись одним параболическим зеркалом (вместо двух в горизонтальной несимметричной схеме Эберта—Фасти).

Если не требуется высокого разрешения, можно применять сферические зеркала: это целесообразно в схемах Водсворта—Черни (с призмой) и горизонтальной несимметричной схеме Эберта—Фасти (с решеткой) при относительных отверстиях примерно до $1 : 7$, а в автоколлимационной схеме до $1 : 10$. В наименее ответственных случаях (для разделения порядков дифракционного спектра) можно применять самую простую автоколлимационную схему с полупризмой. При работе в инфракрасной области (25—50 мкм) также нет необходимости в применении асферической оптики: из-за большой λ нормальная ширина щели значительна и требования к коррекции аберраций не являются жесткими.

ДВОЙНЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ

Во всех простых монохроматорах на выходную щель кроме разложенного в спектр излучения всегда поступает некоторое количество рассеянного излучения других длин волн. Причинами этого могут быть многократное отражение света от оптических деталей, блики на их оправах и внутренних стенках прибора, рассеяние света на запыленных поверхностях. Рассеянное излучение снижает точность спектрофотометрических измерений, особенно тогда, когда яркость источников или чувствительность приемников невелика. Уменьшение рассеянного света достигается чернением оправ и внутренних стенок, установкой внутри прибора бленда, применением дополнительных светофильтров.

Наиболее надежным способом устранения мешающего света является применение двойных монохроматоров. Двойной монохроматор представляет собой систему двух простых монохроматоров, в которой выходная щель первого служит входной щелью второго. В зависимости от взаимного расположения диспергирующих элементов в обеих половинах прибора различают два типа двойных монохроматоров: со сложением и вычитанием дисперсий.

В приборах со сложением дисперсий оба диспергирующих элемента разлагают свет в спектр в одном направлении, т. е. дисперсии складываются. Приборы с вычитанием дисперсий

отличаются противоположно направленной дисперсией обеих половин монохроматора. Если через входную и выходную щели направить навстречу лучи с длинами волн λ и $(\lambda + \Delta\lambda)$, то если они пересекут плоскость средней щели по разные стороны от ее центра, будет иметь место сложение дисперсий; если по одну сторону, — вычитание дисперсий.

В качестве примера рассмотрим зеркальные двойные монохроматоры с плоскими дифракционными решетками, построенные по горизонтальной несимметричной схеме с Z-образным ходом лучей (рис. VII.31).

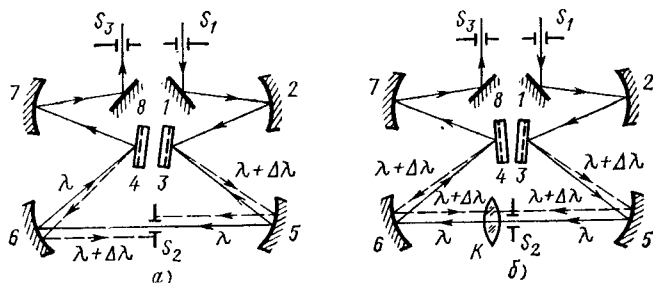


Рис. VII.31. Схема двойных монохроматоров:

а — со сложением дисперсий; б — с вычитанием дисперсий; S_1, S_2, S_3 — входная, средняя и выходная щели; 1, 8 — плоские зеркала; 2, 5, 6, 7 — объективы; 3, 4 — дифракционные решетки

Пусть оба диспергирующих элемента и фокусные расстояния f всех четырех объективов 2, 5, 6, 7 одинаковы. При фиксированном положении диспергирующих элементов через среднюю щель S_2 и выходную щель S_3 проходят лучи с длиной волны λ . Лучи с длиной волны $(\lambda + \Delta\lambda)$ пересекают плоскость средней щели на расстоянии от центра щели

$$\Delta y_1 = f \frac{d\beta_1}{d\lambda} \Delta\lambda, \quad (\text{VII.111})$$

а плоскость выходной щели — на расстоянии от центра выходной щели

$$\Delta y_2 = \Gamma_2 \Delta y_1 \pm f \frac{d\beta_2}{d\lambda} \Delta\lambda, \quad (\text{VII.112})$$

где $d\beta_1/d\lambda$ и $d\beta_2/d\lambda$ — угловые дисперсии первого и второго диспергирующих элементов; Γ_2 — меридиональное увеличение второго диспергирующего элемента (знак плюс относится к схеме со сложением дисперсии, знак минус — к схеме с вычитанием дисперсий).

Суммарная линейная дисперсия прибора

$$\left(\frac{dl}{d\lambda} \right)_\Sigma = \frac{\Delta y_2}{\Delta\lambda} = \frac{\Gamma_2 \Delta y_1}{\Delta\lambda} \pm f \frac{\frac{d\beta_2}{d\lambda} \Delta\lambda}{\Delta\lambda} = f \left(\Gamma_2 \frac{d\beta_1}{d\lambda} \pm \frac{d\beta_2}{d\lambda} \right). \quad (\text{VII.113})$$

Если $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 1$, то в двойном монохроматоре со сложением дисперсий дисперсия вдвое больше, чем у одной его половины, а в двойном монохроматоре с вычитанием дисперсий она равна нулю, т. е. лучи всех длин волн проходят через щель S_2 по одному направлению. Пучки, прошедшие через первую половину прибора, могут полностью пройти через вторую половину лишь в том случае, когда выходной зрачок первой половины является входным зрачком второй половины, т. е. лучи из центра первого диспергирующего элемента проходят и через центр второго. Для этого вблизи средней щели устанавливается коллективная линза K . Коллектив не нужен, если диспергирующие элементы находятся вблизи фокальных плоскостей объективов O_2 и O_3 .

Приборы со сложением дисперсий. Применение таких схем позволяет не только во много раз снизить уровень рассеянной радиации на выходе прибора, но и увеличить его разрешающую способность, а при заданном разрешении — повысить светосилу.

Теоретическая разрешающая способность $R_{T\Sigma}$ двойного монохроматора при одинаковых углах падения лучей на первый и второй диспергирующие элементы такая же, как при двукратном прохождении света через один и тот же диспергирующий элемент:

$$R_{T\Sigma} = R_T^{(1)} \left(1 + \frac{1}{\Gamma_1} \right), \quad (\text{VII.114})$$

где $R_T^{(1)}$ — разрешающая способность первой половины; $\Gamma_1 = \Gamma_2$ — меридиональное увеличение диспергирующего элемента.

При $\Gamma_1 > 1$ $R_{T\Sigma} > 2R_T^{(1)}$, так как на второй диспергирующий элемент падает более широкий пучок, чем на первый.

Если пренебречь аберрациями объектива, то при заданной полуширине $\Delta\lambda$ выделяемого интервала длин волн поток равноэнергетического сплошного спектра через выходную щель максимален, когда ширина геометрического изображения входной щели в плоскости выходной щели s'_1 равна ширине самой выходной щели s_3 , т. е. $s'_1 = s_3$, а ширина средней щели s_2 не менее ширины промежуточного изображения входной щели s'_1 , т. е. $s_2 \geq s'_1$. Если Γ_1 и $d\beta_1/d\lambda$ — меридиональное увеличение и угловая дисперсия каждой половины монохроматора, а все четыре объектива одинаковы, то оптимальные значения ширины щелей $s_2 \geq \Gamma_1 s_1$, $s_3 = \Gamma_1^2 s_1$.

При этом график аппаратной функции — треугольник с полушириной $s_2 = s_3 = s$, и разрешаемый интервал $\delta\lambda$ связан с шириной выходной щели соотношением

$$\delta\lambda = \frac{s}{(dl/d\lambda)_\Sigma},$$

где $(\frac{dl}{d\lambda})_\Sigma = f \left(\Gamma_1 \frac{d\beta_1}{d\lambda} + \frac{d\beta_1}{d\lambda} \right) = f \frac{d\beta_1}{d\lambda} (1 + \Gamma_1)$ — линейная дисперсия двойного монохроматора со сложением дисперсий.

Световой поток при сплошном спектре на выходе двойного монохроматора со сложением дисперсий вычисляется по формуле, аналогичной формуле для простого монохроматора:

$$P'_{\lambda\Sigma} = \tau_{\lambda\Sigma} L_{\lambda} a' H \frac{h'}{f_2} \frac{d\beta}{d\lambda} \Delta\lambda^2, \quad (\text{VII.115})$$

где $\tau_{\lambda\Sigma}$ — пропускание монохроматора; L_{λ} — спектральная плотность яркости источника; a' , H — соответственно ширина и высота диспергированного пучка; h'/f_2 — угловая высота щели.

Подставляя в (VII.115) значение теоретической разрешающей способности, получим

$$P'_{\lambda\Sigma} = \tau_{\lambda\Sigma} L_{\lambda} H \frac{h'}{f_2} R_T^{(1)} \Delta\lambda \left(1 + \frac{1}{\Gamma_1}\right). \quad (\text{VII.116})$$

С другой стороны, при той же величине $\Delta\lambda$ простой монохроматор с тем же диспергирующим элементом пропускает поток

$$P'_{\lambda_1} = \tau_{\lambda_1} L_{\lambda} H \frac{h'}{f_2} R_T^{(1)} \Delta\lambda^2. \quad (\text{VII.117})$$

Так как обе половины монохроматора одинаковы, то

$$\tau_{\lambda\Sigma} = \tau_{\lambda_1}^2 \text{ и } \frac{P'_{\lambda\Sigma}}{P'_{\lambda_1}} = \tau_{\lambda_1} \left(1 + \frac{1}{\Gamma_1}\right),$$

т. е. двойной монохроматор со сложением дисперсий при заданной спектральной ширине щелей $\Delta\lambda$ оказывается более светосильным, чем простой, если пропускание одной его половины удовлетворяет условию

$$\tau_{\lambda_1} \left(1 + \frac{1}{\Gamma_1}\right) > 1,$$

а при $\Gamma_1 = 1$ — условию $\tau_{\lambda_1} > 0,5$.

С точки зрения светосилы на ширину средней щели s_2 не налагается никаких ограничений сверху. Если $s_3 = \Gamma_1^2 s_1 = s$, то и при отсутствии средней щели разрешаемый интервал $\delta\lambda$ и поток $P'_{\lambda\Sigma}$ через выходную щель S_3 выражаются теми же формулами, что и при $s_2 = \Gamma_1 s_1$. Однако ширина средней щели s_2 не должна быть слишком большой, чтобы сохранить главное преимущество двойного монохроматора — малое количество рассеянного света. Необходимо лишь, чтобы средняя щель не ограничивала величины потока, проходящего через выходную щель. При наличии aberrаций оптической системы это имеет место, если $s_2 \geq \Gamma_1 s_1 + b_{\text{аб}}^{(1)}$, где $b_{\text{аб}}^{(1)}$ — aberrационное уширение изображения входной щели в плоскости средней щели.

Сканирование спектра в двойном монохроматоре со сложением дисперсий должно осуществляться одновременным вращением

диспергирующих систем в одном направлении. Это движение должно быть согласовано с высокой степенью точности, иначе излучение с длиной волны λ , пройдя через среднюю щель, может не попасть на выходную щель.

Двойной монохроматор со сложением дисперсий при большей теоретической разрешающей способности обеспечивает устранение рассеянного света, а при достаточно высоком пропускании может оказаться и более светосильным, чем простой монохроматор. Для реализации этих преимуществ необходимы более жесткие требования к исправлению аберраций и особенно к механизму сканирования спектра.

Приборы с вычитанием дисперсий. Двойные монохроматоры с вычитанием дисперсий позволяют снизить уровень рассеянного света без увеличения разрешающей способности. В них на выходную щель приходит свет такого же спектрального состава, с каким он вышел из средней щели. Поэтому все соотношения, определяющие разрешающую способность, полный поток и спектральный состав излучения, проходящего через выходную щель простого монохроматора, остаются в силе и для двойного монохроматора с вычитанием дисперсий, с тем лишь различием, что роль выходной щели играет средняя щель, а в формуле (VII.115) для лучистого потока общее пропускание $\tau_{\lambda\Sigma} = \tau_{\lambda_1}^2$. Вследствие дополнительных потерь света во второй половине при том же разрешении, что и у простого монохроматора, двойной монохроматор с вычитанием дисперсий оказывается менее светосильным, чем двойной монохроматор со сложением дисперсий. Однако в сканирующих системах, когда развертка спектра осуществляется движением средней щели, применение двойного монохроматора с вычитанием дисперсий дает выигрыш в энергии по сравнению с простым монохроматором (особенно при сканировании значительного участка спектра) вследствие возможности использования в первом случае приемника с малой чувствительной площадью. Сканирование спектра можно осуществить одновременным вращением обоих диспергирующих элементов с одинаковой скоростью в противоположные стороны. Сканирование путем перемещения средней щели при неизменном положении диспергирующих элементов удобно при скоростной регистрации спектров быстротекающих процессов, так как осуществить быстрое вращение призм или решеток сложно. Протяженность регистрируемого таким способом спектра не должна быть велика, так как в противном случае потребовалось бы увеличить размеры объектов во избежание виньетирования пучков в крайних положениях щели и, кроме того, исправлять, как в спектрографе, аберрации объектов по полю зрения, что усложнило бы их конструкцию.

Итак, все свойства монохроматора с вычитанием дисперсий определяются только шириной входной и средней щелей. Выходная щель при этом должна иметь такую ширину s_3 , чтобы не винье-

тировать изображение входной щели. Если b_{a6} — абберрационное уширение изображения входной щели в плоскости выходной щели, то при равенстве фокусных расстояний всех объективов необходимо иметь $s_3 \geq s_1 + b_{a6}$. Это справедливо только при полной компенсации дисперсий обеих половин монохроматора, т. е. при осуществлении схемы нулевой дисперсии. При этом меридиональное увеличение $\Gamma = 1$. Применение двойных монохроматоров данного типа целесообразно только при реализации схемы нулевой дисперсии.

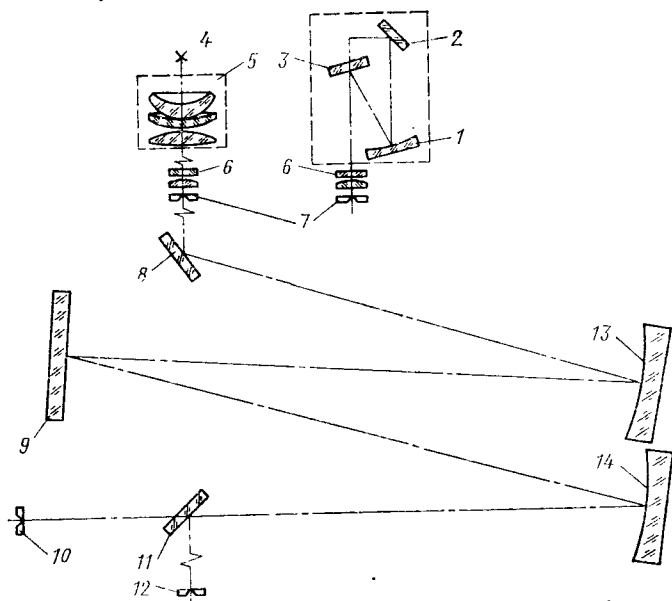


Рис. VII.32. Оптическая схема монохроматора МДР-23

Рассмотрим в качестве примера монохроматор с плоской решеткой МДР-23, предназначенный для выделения монохроматического излучения. Он работает в широком спектральном диапазоне.

Прибор выпускается в двух вариантах: монохроматор с тремя сменными дифракционными решетками для работы в области от 0,2 до 2 мкм — основной вариант, и монохроматор с дополнительным комплектом решеток для работы в области от 0,2 до 16 мкм.

Монохроматор МДР-23 построен по горизонтальной несимметричной схеме Фасти со сферическими зеркальными объективами (рис. VII.32).

Относительное отверстие коллиматорного объектива 1 : 6, фокусное расстояние 600 мм. В качестве диспергирующих элементов применяются дифракционные решетки, имеющие 1200, 600, 300, 150 и 75 штрихов на 1 мм, с соответствующими обратными линейными дисперсиями 1,3—20,8 нм/мм.

Свет от источника 4 через конденсор 5 попадает на входную щель 7. Поворотное зеркало 8 и зеркальный сферический объектив 13, в фокальной плоскости которого расположена входная щель, направляют параллельный пучок лучей на дифракционную решетку 9. Дифрагированный параллельный пучок лучей фокусируется зеркальным сферическим объективом 14 на выходную щель 10.

В зависимости от положения поворотного зеркала 11 пучок света попадает либо на щель 10, либо на щель 12. В случае необходимости использования одновременно обеих выходных щелей поворотное зеркало 11 может быть заменено зеркалом, срезанным по высоте.

Для проецирования источника света на щель монохроматора служит неахроматизированный конденсор, фокусировка которого в различных областях спектра осуществляется его подвижкой; при этом увеличение изображения источника излучения, обеспечиваемое конденсором, изменяется от $2,5\times$ до $4\times$.

При работе в инфракрасной области спектра для проецирования источника света на щель монохроматора служит зеркальный осветитель. Свет от источника излучения с помощью плоского поворотного зеркала 2, сферического зеркала 1 и плоского зеркала 3 проецируется на входную щель 7 монохроматора с увеличением $1,8\times$.

Для срезания спектров высших порядков, налагающихся на рабочие области длин волн, служат светофильтры 6. Кинематическая схема монохроматора обеспечивает поворот дифракционной решетки при развертке спектра и отсчет длины волны излучения, попадающего на выходную щель. Развертка спектра может осуществляться автоматически от шагового двигателя или от руки.

Поворот решетки осуществляется либо от руки, либо синусным механизмом, применение которого обеспечивает получение линейной шкалы длин волн и позволяет пользоваться для индикации длин волн цифровым счетчиком.

Нанесение реперных меток выполняется через 1 и 10 нм реперным устройством.

§ 9. ВИЗУАЛЬНЫЙ ЭМИССИОННЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Задачей качественного эмиссионного анализа является обнаружение элементов, входящих в состав исследуемого образца или исследуемой пробы. Качественный анализ характеризуется абсолютной чувствительностью, т. е. наименьшим количеством данного элемента в пробе, которое можно обнаружить спектральными методами. Чувствительность различна для разных элементов периодической системы Менделеева и в среднем составляет 10^{-5} — $10^{-4}\%$.

Под количественным спектральным анализом подразумевается определение количественных соотношений элементов в изучаемой пробе. Эти соотношения обычно выражаются в процентах по отношению к общей массе пробы (сплава, порошка, минерала). Количественный анализ с помощью спектров испускания иногда называют спектрохимическим. Он отличается высокой чувствительностью и хорошей точностью.

СПЕКТРОСКОПЫ

Наиболее простым визуальным прибором для качественного анализа является спектроскоп, состоящий из входной щели входного коллиматора, диспергирующего узла и зрительной трубы. Диспергирующим элементом в нем обычно служит призма прямого зрения Амичи. Некоторые приборы такого типа снабжены щелью регулируемой ширины, шкалой длин волн, налагаемой на спектр, и устройством для получения спектра сравнения. Такой прибор может быть использован для наблюдения спектров излучения, поглощения и флюоресценции в металлургии, биологии и медицине.

СТИЛОСКОПЫ

Визуальный качественный и полук количественный спектральный анализ, проводимый с помощью стилоскопов (СЛП-1, СЛП-2, СЛ-3, СЛ-10, СЛ-11, СЛ-12), получил широкое распространение благодаря своей простоте и скорости получения результатов. Этим методом осуществляется экспресс-анализ металлов и сплавов.

Качественный анализ при помощи стилоскопа (как и любого другого спектрального прибора) осуществляется по наличию в спектре линий, присущих анализируемому элементу. Для проведения анализа имеются специальные атласы спектров.

В основе количественного анализа лежит зависимость интенсивности спектральных линий элементов от их концентрации в образце. Для установки количественного содержания элемента в сплаве пользуются оценкой относительной интенсивности анализируемой спектральной линии и линии сравнения. В качестве линий сравнения служат специально подобранные линии основы, т. е. того элемента, который является основой исследуемого образца. Метод количественного анализа с помощью стилоскопа использует свойства глаза — его высокую чувствительность к установлению равенства (неравенства) интенсивностей соприкасающихся световых полей.

При проведении анализа между исследуемым образцом и постоянным электродом зажигается дуговой разряд. Его излучение направляется во входную щель прибора. При анализе сталей постоянным электродом обычно является стержень из железа, а для анализа сплавов на медной основе используется медный стержень.

В области спектра, в которой лежит анализируемая линия, всегда можно найти такую линию основы, интенсивность которой при данной концентрации будет равна интенсивности линии примеси. Точное равенство интенсивностей линии примеси с неизвестной концентрацией элемента и линии основы с известной концентрацией элемента является спектроскопическим признаком определенной концентрации данной примеси в сплаве.

Однако подобрать пары линий одинаковой интенсивности при различных концентрациях элемента не всегда возможно, поэтому пользуются несколькими парами анализируемых линий и линий сравнения в разных областях спектра для уточнения результата

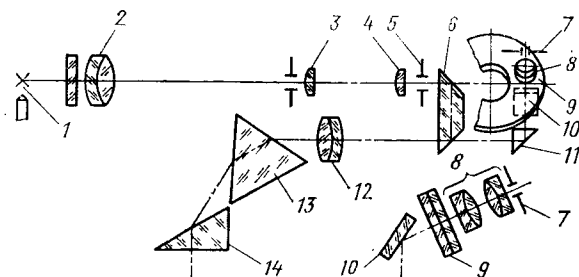


Рис. VII.33. Оптическая схема стилоסקопа СЛ-12

анализа. Иногда одну линию примеси сравнивают с несколькими линиями основы.

В современных стилоסקопах (СЛ-11, СЛ-12) окуляр снабжен фотоэлектрическим клином, позволяющим уравнивать интенсивности сравниваемых аналитических линий, что упрощает работу на приборе и повышает точность анализа. Точность работы на стилоскопе может быть различной для разных элементов и разных концентраций. В среднем погрешность оценивается в 25—50%. Стилоскопические измерения дают возможность провести качественный и полуколичественный анализы, установить марку стали или сплава.

Широко распространенный стилоскоп СЛ-12 (рис. VII.33) работает в диапазоне 380—700 нм и построен по автоколлимационной схеме. Источник света 1 с помощью трехлинзовой осветительной системы 2, 3, 4 проецируется во входную щель 5. Далее излучение проходит через поворотную призму 6 и попадает в объектив 12 с фокусным расстоянием 275 мм, который посылает параллельный пучок лучей на диспергирующие призмы 13 и 14 с преломляющими углами 63 и 31°. Излучение проходит призмы в прямом и обратном ходе, поэтому общая угловая дисперсия призм соответствует суммарной дисперсии трех 60°-ных поворотных призм. В обратном ходе свет попадает на призму 11 и зеркало 10, которое изменяет направление пучка с горизонтального на вертикальное. Спектр рассматривается в выходном зрачке 7 окуляра 8.

В поле зрения окуляра 8 расположен фотометрический клин 9, который представляет собой узкую полоску платинового слоя переменной оптической плотности, нанесенного на стеклянную пластинку. Платиновый слой защищен второй стеклянной пластинкой. Перемещение клина 9, отсчитанное по шкале, дает возможность уравнивать интенсивности сравниваемых аналитических линий и, таким образом, определять их относительные интенсивности. При этом анализируемая линия подводится под фотоэлектрический клин, который виден в окуляр в виде узкой полоски, параллельной спектральным линиям. Входная щель 5 постоянной ширины 0,015 мм нанесена на стеклянную пластинку, склеенную с линзой 4 осветительной системы. Выведение разных участков спектра осуществляется разворотом автоколлимационной призмы 14. При этом одновременно происходит перефокусировка объектива 12, и, таким образом, спектр в поле зрения окуляра 8 остается резким.

Барабан, перемещающий призму 14 и объектив 8, имеет две шкалы: одну равномерную с ценой деления 2° и вторую — с нанесенными символами химических элементов. Символами обозначены группы спектральных линий, используемых для анализа сталей на соответствующие примеси. При совмещении символа с отсчетным штрихом барабана в поле зрения окуляра появляется соответствующая группа линий. Специальный генератор стилооскопа обеспечивает работу в режиме дуги переменного тока, в режиме низковольтной искры, в режиме комбинированного разряда (низковольтной искры с дуговой затяжкой). Продолжительность анализа образца на шесть-семь элементов составляет 2—3 мин.

СТИЛОМЕТРЫ

В основе всех методов эмиссионного количественного спектрального анализа лежит эмпирическая зависимость интенсивности I излучения данной спектральной линии от количественного содержания элемента в исследуемой пробе (концентрации k).

Однако эта связь не является простой, так как между интенсивностью I излучения и концентрацией k лежит длинная цепь физических явлений, происходящих на поверхности электродов и в области излучения источника света.

Зависимость интенсивности излучения исследуемой линии от концентрации элемента в пробе в небольшом диапазоне концентрации компонентов в основном металле (10—15%) может быть выражена соотношением

$$I = ak^b, \quad (\text{VII.118})$$

где a и b — параметры, которые меняются при переходе от одного сорта сплава к другому, при изменении условий возбуждения спектра, при изменении характера и формы электродов и т. д.

Для определения концентрации примеси в сплаве строится аналитическая кривая (рис. VII.34), выражающая зависимость отношения интенсивностей пары сравнения $I_{\text{пр}}/I_{\text{осн}}$ от отношения их концентраций $C_{\text{пр}}/C_{\text{осн}}$ в соответствии с формулой

$$\lg \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{осн}}} = b \lg \frac{C_{\text{пр}}}{C_{\text{осн}}} + \lg a. \quad (\text{VII.119})$$

Эта формула является математическим выражением всех аналитических кривых, которые строятся при проведении количественного спектрального анализа. Аналитическая кривая получается по эталонным образцам с известным содержанием примеси. Измерив затем отношение в неизвестном образце, определяют концентрацию примеси в этом образце. На этом принципе основана работа стилометров, которые отличаются от стилоскопов наличием визуального фотометра для измерения относительных интенсивностей спектральных линий.

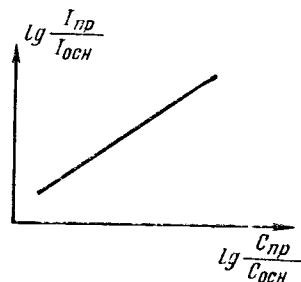


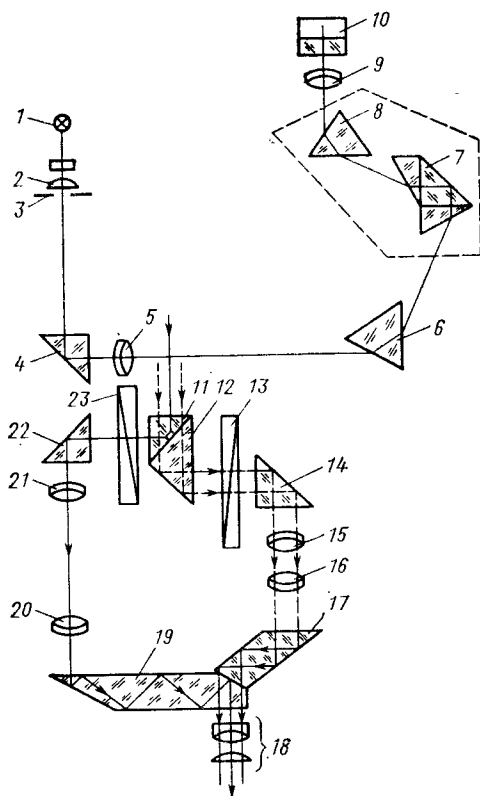
Рис. VII.34. Зависимость интенсивности от концентрации элемента в пробе

В спектроаналитической практике широко распространен стилометр СТ-7 (рис. VII.35). Спектральная часть прибора включает в себя источник излучения 1, осветительную линзу 2, щель 3, отклоняющие призмы 4 и 10, объектив коллиматора 5, диспергирующие призмы 6, 7, 8 и объектив камеры 9. Диспергирующая система этого прибора трехпризменная, состоящая из двух 60° -ных призм 6, 8 и призмы постоянного угла отклонения Аббе 7. Объектив 9 проецирует спектр в плоскость, проходящую через центр гипотенузной грани призмы 11. Призмы 11 и 12 склеены по грани, в середине которой нанесена полоса отражающего слоя. Таким образом, участок спектра, попадающий на эту полосу, идет по левой ветви фотометра, остальная часть спектра — по правой. В обеих ветвях визуального фотометра установлены фотометрические клинья 13, 23, перемещение которых позволяет в широких пределах менять отношения коэффициентов пропускания обеих ветвей для уравнивания относительных интенсивностей сравниваемых спектральных линий. К клиньям прикреплены отсчетные шкалы, проецируемые на экран.

За фотометрическими клиньями расположены призмы 14 и 22. Предусмотрено продольное перемещение призмы 14 и объектива 15. При этом удастся почти вплотную приблизить сравниваемые спектральные линии, отстоящие одна от другой на несколько нанометров по спектру. Это необходимо для более точного уравнивания относительных интенсивностей спектральных линий.

Лучи проходят оборачивающие системы, состоящие из линз 15, 16, 20 и 21, и попадают на призмы 17 и 19, которые сводят оба пучка в окуляр 18.

Призмы 6, 7, 8 закреплены на одном основании, их вращение осуществляется червячной передачей. Барабан шкалы длин волн имеет 100 делений. Объектив коллиматора может перемещаться вдоль оптической оси маховиком для фокусировки спектра в зависимости от исследуемого диапазона длин волн. Одновременно наблюдается участок спектра 20—30 нм.



Перед началом работы по эталонам строят градуировочные графики, на которые наносятся зависимость показаний шкал фотометрических клиньев от процентного содержания элементов в эталонах.

Анализ по одному элементу занимает 7—9 мин, а при определении нескольких элементов сокращается до 3—4 мин на каждый элемент. Точность анализа на стилометре несколько ниже, чем при использовании фотографических методов. Средняя относительная ошибка единичного анализа $\pm 3-7\%$.

§ 10. СПЕКТРОГРАФЫ

Рис. VII.35. Оптическая схема стилометра СТ-7

Спектрографом называется спектральный прибор с фотографической регистрацией спектра. Принципиальная схема спектрографа представлена на рис. VII.36.

Щель 1 находится в фокусе коллиматорного объектива 2, освещающего диспергирующий элемент 3 параллельным пучком. Камерный объектив 4 строит монохроматические изображения щели на фокальной поверхности спектрографа, в которой расположен фотослой 5.

Спектрографы широко применяют при разнообразных спектроскопических исследованиях, в том числе и при всех видах спектрального анализа (иногда со специальными приставками и принадлежностями).

Основные преимущества спектрографов:

одновременная регистрация широкой области спектра;

отсутствие влияния нестабильности источника света ввиду одновременной регистрации всех участков спектра;
сравнительная простота регистрирующей системы.

При фотографической регистрации спектра интенсивность спектральных линий определяется потоком излучения, приходящимся на единицу поверхности фотопластинки, т. е. освещенностью. В случае фотоэлектрической или термоэлектрической регистрации спектра (в спектрометрах, спектрофотометрах) интенсивность спектра определяется величиной потока излучения, пропускаемого выходной щелью монохроматора к приемнику.

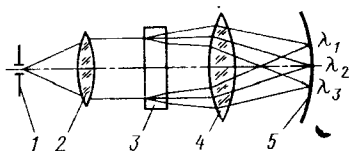


Рис. VII.36. Оптическая схема спектрографа

ОСВЕЩЕННОСТЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Предположим, что на входную щель падает строго монохроматическое излучение, которое полностью заполняет объектив коллиматора. Лучистый поток, вышедший из объектива коллиматора, больше нигде не ограничивается, и явления дифракции в отверстиях объективов, призмы или решетки отсутствуют.

В оптической системе спектрального прибора входная щель является источником излучения. Яркость щели обозначим L_λ , ширину s , а высоту h . Тогда телесный угол от щели, опирающийся на объектив входного коллиматора,

$$\omega = \frac{\pi}{4} \frac{D_1^2}{f_1^2},$$

и лучистый поток, проходящий через объектив коллиматора, составляет

$$P_\lambda = \frac{\pi}{4} L_\lambda s h \frac{d_1^2}{f_1^2}. \quad (\text{VII.120})$$

В результате прохождения пучка лучей через оптическую систему часть потока поглощается, часть отражается и часть рассеивается. В дифракционной решетке часть энергии распределяется по нерабочим порядкам, и нужно учитывать только ту энергию, которая концентрируется в рабочем порядке.

Лучистый поток, прошедший через оптическую систему и участвующий в образовании изображения спектральной линии,

$$P'_\lambda = \tau P_\lambda,$$

где τ — коэффициент пропускания, учитывающий потери лучистой энергии. Освещенность спектральной линии определяется формулой

$$E_{\lambda_0} = \frac{P'_\lambda}{s'h'},$$

где s' и h' — соответственно ширина и высота геометрического изображения щели.

Для призмного спектрографа в случае прохождения пучка лучей в минимуме отклонения

$$s' = \beta \frac{s}{\sin \epsilon}; \quad h' = \beta h; \quad D_1 \approx D_2.$$

Подставив значения s' и h' , получим

$$E_{\lambda_0} = \frac{\pi}{4} L_{\lambda} \frac{D_2^2}{f_2'^2} \sin \epsilon. \quad (\text{VII.121})$$

Из формулы (VII.121) следует, что светосила призмного спектрографа пропорциональна квадрату относительного отверстия объектива камеры и синусу угла наклона спектра. В монохроматорах и дифракционных спектрографах обычно устанавливаются ахроматические объективы, и в этом случае

$$E_{\lambda_0} = \frac{\pi}{4} L_{\lambda} \frac{D_2^2}{f_2'^2}. \quad (\text{VII.122})$$

В действительности в системе спектрального прибора наблюдаются явления дифракции, оптика прибора имеет дефекты, приводящие к абберациям, и щель освещается источником, излучающим спектральный интервал длин волн $\Delta\lambda$. Вследствие этого размеры изображения щели составляют

$$s' = \frac{1}{\sin \epsilon} \left(s \frac{f_2'}{f_1} + \Delta s_1 + \Delta s_2 + \Delta s_3 \right);$$

$$h' = h \frac{f_2'}{f_1} + \Delta h_1 + \Delta h_2,$$

где Δs_1 и Δh_1 — увеличение размеров изображения щели из-за дифракции; Δs_2 и Δh_2 — то же, из-за дефектов оптики; Δs_3 — то же, из-за дисперсии прибора.

Пренебрегая членами второго порядка малости, получаем

$$E_{\lambda} = E_{\lambda_0} \frac{sh}{sh + s \frac{f_1'}{f_2} (\Delta h_1 + \Delta h_2) + h \frac{f_1'}{f_2} (\Delta s_1 + \Delta s_2 + \Delta s_3)}. \quad (\text{VII.123})$$

Предположим, что щель освещается источником с линейчатым спектром. В этом случае спектральные линии можно считать монохроматическими. Допустим, что линия очень узкая, а дефекты оптики отсутствуют. Тогда $\Delta s_3 = 0$; $\Delta s_2 = \Delta h_2 = 0$;

$$E_{\lambda} = \frac{sh}{sh + \frac{f_1'}{f_2} (s \Delta h_1 + h \Delta s_1)} E_{\lambda_0}. \quad (\text{VII.124})$$

Для широкой щели

$$sh \gg \frac{f'_1}{f'_2} (s \Delta h_1 + h \Delta s_1); \quad E_\lambda \approx (E_\varphi)_0,$$

т. е. освещенность линий не зависит от ширины щели. При узкой щели, если

$$sh \ll \frac{f'_1}{f'_2} (s \Delta h_1 + h \Delta s_1),$$

то

$$E_\lambda = E_{\lambda_0} \frac{shf'_2}{(s \Delta h_1 + h \Delta s_1) f'_1}, \quad (\text{VII.125})$$

т. е. освещенность спектральной линии пропорциональна ширине щели.

Рассмотрим случай, когда спектральная линия достаточно широкая и ее интервал длин волн равен $\Delta\lambda$. Допустим, что $\Delta s_1 = 0$, $\Delta h_1 = 0$, $\Delta s_2 = 0$, $\Delta h_2 = 0$. Тогда

$$\Delta s_3 = \frac{d\beta}{d\lambda} \Delta\lambda f'_2$$

и

$$E_\lambda = (E_\lambda)_0 \frac{s}{s + \frac{d\varphi}{d\lambda} f'_2 \Delta\lambda}. \quad (\text{VII.126})$$

При $s \ll \Delta s_3$ освещенность линии возрастает пропорционально ширине щели.

Для каждой длины волны, испускаемой источником с линейчатым спектром, интенсивность излучения подчиняется зависимости $I_\lambda = f(\lambda)$. При постепенном раскрытии входной щели освещенность спектральной линии увеличивается до тех пор, пока ширина изображения щели не охватит ширины всей спектральной линии. Дальнейшее расширение щели не увеличивает освещенности спектральной линии.

Очевидно, что для источника излучения со сплошным спектром $\Delta s_3 \gg \Delta$ и освещенность спектра прямо пропорциональна ширине входной щели.

Таким образом, расширение щели оказывает различное действие на освещенность спектральных линий. Поэтому при проведении количественного спектрального анализа нельзя изменять ширину щели, установленную для анализа данного вида. Кроме того, при увеличении ширины щели сильно возрастает фон.

Для интерпретации результатов спектрографических исследований требуется измерить длины волн и интенсивность спектральных линий.

Измерение длин волн осуществляется относительным методом, путем интерполирования по известным длинам волн линий, образующих международные нормали. Различают первичные и вторичные нормали классов А и Б.

В качестве *первичной нормали* в настоящее время принята линия криптона ^{86}Kr с длиной волны в стандартном воздухе (сухой воздух с 0,03% CO_2 при 15°C и $1,01 \cdot 10^5 \text{ Па}$) $\lambda = 605,612525 \text{ нм}$.

Определены условия возбуждения первичной нормали: газоразрядная лампа с горячим катодом, заполненная изотопом ^{86}Kr чистоты более 99%, охлажденная до 63 К (тройная точка азота).

В качестве вторичных нормалей класса А используются линии спектра атомов ^{86}Kr , ^{114}Cd , ^{198}Hg , которые интерферометрически сравнивались с первичной нормалью; они позволяют измерять длины волн с точностью до $4 \cdot 10^{-5} \text{ нм}$.

В обычной спектроскопической практике используются вторичные нормали класса Б, позволяющие проводить измерения с точностью до 10^{-3} нм . Ими служат линии железа, тория и некоторых других металлов, для которых составлены специальные таблицы и атласы.

Для измерения длин волн рядом с исследуемым спектром фотografiруется стандартный спектр, линии которого могут служить нормальми.

При этом спектры не должны сдвигаться один относительно другого в направлении дисперсии, для чего кассета должна быть неподвижна, и необходимо одинаковое освещение щели испытуемым источником и стандартным. Оба источника снимаются последовательно, и осветительная линза при этом не должна сдвигаться. Чтобы спектры не налагались один на другой, их разносят по направлению высоты щели с помощью ступенчатой диафрагмы Гартмана, устанавливаемой перед щелью. Обычно стандартный спектр снимают выше и ниже измеряемого.

Между длиной волны спектральной линии λ и расстоянием ее l в направлении дисперсии, отсчитанном от некоторого начала, существует определенная зависимость, которую можно считать линейной для спектрального интервала порядка 1 нм:

$$\lambda = a_0 + a_1 l, \quad (\text{VII.127})$$

где a_0 и a_1 — постоянные.

Для определения a_0 и a_1 необходимо знать λ_1 и λ_2 каких-либо двух линий в данном интервале спектра и измерить их расстояния l_1 и l_2 от выбранного начала. Тогда λ любой линии, лежащей между λ_1 и λ_2 в интервале порядка 1 нм, может быть вычислена по формуле

$$\lambda = \lambda_1 + \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{l_1 - l_2} (l - l_1) = \lambda_2 + \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{l_1 - l_2} (l - l_2). \quad (\text{VII.128})$$

Для больших интервалов длин волн (10—30 нм) зависимость между λ и l нельзя считать линейной, поэтому пользуются более сложными формулами, например формулой Гартмана

$$\lambda = A + \frac{B}{l - C}, \quad (\text{VII.129})$$

где A , B , C — постоянные, для определения которых надо знать длины волн трех линий стандартного спектра λ_1 , λ_2 , λ_3 и измерить их расстояния l_1 , l_2 , l_3 от выбранного начала.

Если в исследуемом спектре есть известные линии, то их можно принять за стандартные.

Расстояние между спектральными линиями приблизительно измеряется с помощью лупы ($\beta = 10\times$) со шкалой (цена деления 0,1 мм), а более точно — на измерительном микроскопе МИР-12 [точность отсчета $\pm (5 + l/10)$, мкм, где l — измеряемая длина, мм] или компараторе ИЗА-2 (точность 1—2 мкм). Спектропроектор (например, ПС-18) является удобным прибором для рассматривания спектрограмм, приближенных измерений расстояний между линиями, отнесения спектральных линий к тем или иным элементам при спектральном анализе.

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Измерение абсолютной интенсивности спектральных линий — сложная и трудоемкая задача. Для большинства практических задач достаточно определить относительную интенсивность спектральных линий или участков сплошного спектра. При этом интенсивность исследуемой спектральной линии (или участка спектра) сравнивается с интенсивностью известной спектральной линии (или участка спектра) некоторого эталонного источника. При количественном спектральном анализе обычно определяют отношение интенсивности аналитических линий к интенсивности линий основы, что позволяет определить концентрацию из уравнения (VII.119).

Возможно применение фотослоев для измерения интенсивности спектральных линий. Этот метод базируется на следующем свойстве: излучения одной и той же длины волны и равных интенсивностей вызывают на одной и той же пластинке (пленке) за равные интервалы времени одинаковые почернения. Количественно плотность почернения (оптическая плотность) D определяется следующим образом:

$$D = \lg \frac{1}{\tau}, \quad (\text{VII.130})$$

где τ — пропускание фотопластинки (пленки).

Плотность почернения D зависит от интенсивности, времени действия и длины волны излучения, свойств эмульсии, состава и температуры проявителя, а также времени проявления.

Зависимость плотности почернения D от интенсивности I излучения, вызвавшего это почернение, при постоянстве остальных условий экспонирования и проявления показана на рис. VII.37. В средней части кривой почернения (участок $A—B$) зависимость D от $\lg I$ линейна:

$$D = \gamma \lg I + a, \quad (\text{VII.131})$$

где γ — коэффициент контраста, зависящий от свойств эмульсии, длины волны излучения, условий проявления; a — постоянная величина, которая зависит от перечисленных факторов, а также от времени экспозиции (времени действия излучения).

Зависимость D от времени экспозиции t (рис. VII.37, б) при постоянстве прочих параметров аналогична зависимости D от I и на определенном участке ($C—E$) линейна:

$$D = \beta \lg t + b, \quad (\text{VII.132})$$

где b — постоянная величина, зависящая от интенсивности излучения. Из (VII.131) и (VII.132) получим

$$D = \lg (C I^\gamma t^\beta) = \gamma \lg (I t^p) + \lg C, \quad (\text{VII.133})$$

Рис. VII.37. Зависимости плотности почернения:

a — от интенсивности излучения; b — от времени экспозиции

где коэффициенты C , γ , β на зависят от I и t (на участках AB и CE); $p = \beta/\gamma$ — коэффициент Шварцшильда, различный для разных типов эмульсий (обычно $p \approx 0,9$).

Таким образом, чтобы две линии различной интенсивности I_1 и I_2 вызвали почернения одинаковой плотности, следует выбрать времена экспозиции t_1 и t_2 согласно соотношению

$$I_1^\gamma t_1^\beta = I_2^\gamma t_2^\beta,$$

или

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{t_2}{t_1} \right)^p. \quad (\text{VII.134})$$

Уравнение (VII.134) описывает закон Шварцшильда, определяющий связь между временем экспозиции и плотностями почернения.

Так как γ и a зависят от свойств и обработки фотоэмульсии, то можно точно сравнивать интенсивности линий, если только они сняты на одной пластинке.

Предположим, что спектр представляет собой совокупность отдельных спектральных линий; интенсивностью сплошного фона можно пренебречь; пусть также длины волн сравниваемых линий близки и зависимость γ от λ можно пренебречь.

Тогда разность плотностей почернений, вызванных измеряемой интенсивностью I и эталонной интенсивностью I_0 ,

$$\Delta D = D - D_0 = \gamma \lg \frac{I}{I_0}. \quad (\text{VII } 135)$$

Уравнения (VII.131) и (VII.135) можно использовать только на линейном участке характеристической кривой $D = f(\lg I)$, т. е. для сравнительно небольших разностей плотностей. Если одно из почернений попадает на линейный участок кривой $D = f(\lg I)$, то для сравнения интенсивностей недостаточно знать γ и ΔD , а необходимо определить весь ход кривой почернения. Это можно сделать при помощи нанесения на пластинку так называемых марок почернения, т. е. почернений, вызванных известными интенсивностями излучения. Марки можно наносить, пропустив пучок света через ступенчатый ослабитель, представляющий собой кварцевую или стеклянную пластинку, на которую нанесены полупрозрачные слои металла в виде полосок с разным коэффициентом пропускания τ . Обычно используется семь—девять ступеней, коэффициент пропускания которых изменяется от 1 до 0,01, высота ступени около 1 мм. Ослабитель устанавливается на щели спектрографа, которую освещают эталонным источником.

При измерении интенсивности излучений с сильно различающимися длинами волн должно быть известно распределение интенсивности по длинам волн в излучении эталона; оно не учитывается при измерении интенсивности излучений с близкими длинами волн.

Обычно удобно использовать ослабители с соотношением коэффициентов пропускания ступеней 1 : 2 : 4 : 8 : 16 и т. д. Обозначая интенсивность излучения, прошедшего через ступень с $\tau = 1$ (на которую не нанесен металл), через I_0 , интенсивность излучения, прошедшего через i -ю ступень, через I_i , и измеряя соответствующие плотности D_i на фотопластинке, строят характеристическую кривую $D = f(\lg I)$. Измерение плотностей почернения на фотографиях спектров (спектрограммах) выполняется на микрофотометрах, например МФ-4 или МФ-10. Измерив плотность D интересующей нас спектральной линии, по графику $D = f(\lg I)$ определяют I в выбранных условных единицах, т. е. находят $\lg I$, $\lg I - \lg I_0$, и отсюда I/I_0 , т. е. интенсивность спектральной линии в относительных единицах. При этом не обязательно знать величину интенсивности излучения эталона I_0 , прошедшую через ступень с $\tau = 1$; ее можно принять равной I_0 условных единиц.

Если плотность почернения аналитических линий лежит в линейной области характеристической кривой ($D = 0,4 \div 1,8$), то достаточно определить по графику величину γ и воспользоваться уравнением (VII.131).

В качестве примеров рассмотрим спектрографы со скрещенной дисперсией СТЭ-1 и с плоской дифракционной решеткой ЛФС-8.

СПЕКТРОГРАФ СО СКРЕЩЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ СТЭ-1

Этот спектрограф позволяет получить достаточно широкую область спектра (50—270 нм) за одну экспозицию. Он применяется для качественного и количественного анализа образцов с особо сложными спектрами. В оптической схеме (рис. VII.38) использованы два диспергирующих элемента — дифракционная решетка и призма, плоскости дисперсий которых взаимно перпендикулярны. Это дает возможность пространственно разнести на-

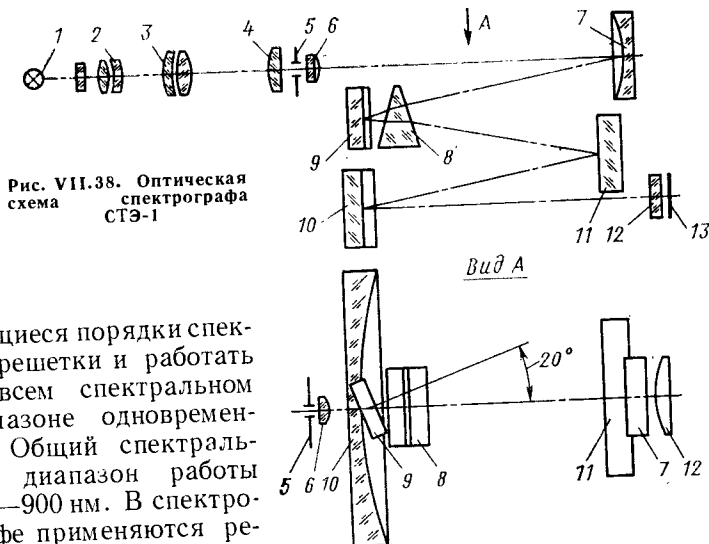


Рис. VII.38. Оптическая схема спектрографа СТЭ-1

гающиеся порядки спектра решетки и работать во всем спектральном диапазоне одновременно. Общий спектральный диапазон работы 220—900 нм. В спектрографе применяются решетки, имеющие 300 и 600 штрихов на 1 мм, и две призмы (кварцевая и стеклянная). Обратная линейная дисперсия прибора составляет 0,64—1,28 нм/мм. Сферические зеркальные объективы с относительным отверстием 1 : 15 имеют фокусные расстояния 901,5 и 307,2 мм.

Свет от источника 1 проходит трехлинзовый осветитель, состоящий из конденсоров 2, 3 и 4, входную щель 5, цилиндрическую линзу 6 и попадает на сферический зеркальный объектив 7 коллиматора, который отклоняет падающие лучи вниз под углом $4^{\circ}15'$. Параллельный пучок лучей попадает на сменную призму 8 (кварцевую или стеклянную), которая разлагает его в спектр в вертикальной плоскости. Затем пучок падает на сменную решетку 9 (число штрихов на 1 мм—600 или 300), которая разлагает его в спектр в горизонтальной плоскости. Дифрагированные монохроматические пучки снова проходят призму 8 и попадают на плоское поворотное зеркало 11, направляющее их на сферический зеркальный объектив 10 камеры; далее лучи проходят через полеую линзу 12 и собираются в фокальной плоскости 13, совпадающей с плоскостью эмульсии фотопластины.

В данной схеме диспергирующий блок находится вблизи центра кривизны зеркального объектива камеры, поэтому все точки изображения обладают почти одинаковыми комой и астигматизмом, что позволяет компенсировать их: кому — выбором положения зеркальных объективов коллиматора и камеры, астигматизм — введением цилиндрической линзы 6. Получаемый спектр располагается по сфере с радиусом кривизны, равным фокусному расстоянию объектива 10. Линза 12 служит для исправления кривизны поля.

Для определения относительной интенсивности линий перед щелью 5 может быть установлен платиновый десятиступенчатый ослабитель с равномерным перепадом плотностей от 0 до 3 и высотой ступеньки 0,3 мм или стандартный трехступенчатый ослабитель.

СПЕКТРОГРАФ ДФС-8

Данный спектрограф (рис. VII.39) выпускается в трех вариантах с различными решетками (600, 1200 и 1800 штрихов на 1 мм).

В состав спектрографа входят спектрограф, трехлинзовая осветительная система, кварцевый конденсор, зеркало, трехступенчатый и девятиступенчатый ослабители.

Относительное отверстие зеркального объектива 1:35, фокусное расстояние 2648,5 мм. Обратная линейная дисперсия 0,2—0,6 нм/мм.

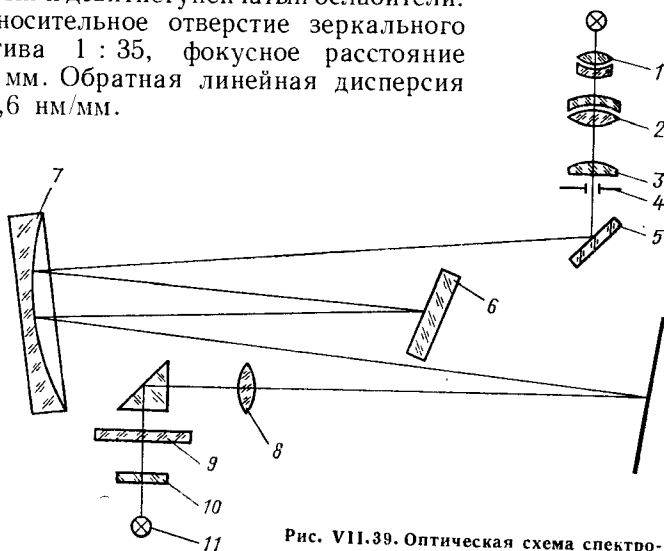


Рис. VII.39. Оптическая схема спектрографа ДФС-8

Оптическая система спектрографа построена по автоколлимационной вертикально-симметричной схеме. Излучение источника проецируется с помощью осветительной системы, состоящей из конденсоров 1, 2, 3, на входную щель 4, отклоняется поворотным зеркалом 5 и попадает на сферический зеркальный объектив 7. После объектива излучение параллельным пучком направляется

на дифракционную решетку 6. Разложенный в спектр пучок возвращается на зеркальный объектив и собирается им в плоскости фотопластинки.

Дифракционная решетка с максимумом концентрации энергии в области спектра 300 нм охватывает весь рабочий диапазон от 200 до 1000 нм. Наибольшая яркость спектра наблюдается в пределах от 200 до 550 нм. Вследствие большой дисперсии рабочий диапазон спектра фотографируется на фотопластинке отдельными участками. При одной установке решетки длина спектрального интервала на фотопластинке составляет 108, 54 и 36 нм в зависимости от применяемой решетки.

Для определения области спектра, сфотографированной на пластинке, над спектром может быть впечатана шкала длин волн. Шкала 9, нанесенная на стеклянной пластинке, освещается лампочкой 11 через матовое стекло 10 и с помощью проекционного объектива 8 изображается на фотопластинке.

Для установления наложения спектров высших порядков предусмотрены светофильтры БС-4, ЖС-12 и КС-14. Для освещения щели используется трехлинзовая осветительная система с промежуточным изображением, состоящая из трех конденсоров с фокусными расстояниями 75, 105 и 320 мм, которая обеспечивает полное использование светосилы прибора и равномерное освещение щели.

Все основные узлы прибора крепятся на массивном основании: с одной стороны — сферическое зеркало и шкала длин волн, с противоположной — кассетная часть и входная щель спектрографа; здесь же на специальном кронштейне устанавливается дифракционная решетка. Прибор закрывается кожухом.

Щель 4 спектрографа — переменной ширины от 0 до 0,4 мм, высота щели 15 мм. Отсчет ширины раскрытия щели выполняют по шкале барабанчика с ценой деления 0,001 мм. Фигурный вырез в диафрагме, ограничивающий высоту щели, позволяет фотографировать в средней части щели исследуемый спектр, а сверху и снизу — спектр сравнения, например спектр железа.

В приборе предусмотрены управление поворотом решетки и контроль за ее положением по шкале барабана.

§ 11. СПЕКТРОМЕТРЫ И СПЕКТРОФОТОМЕТРЫ

ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ СПЕКТРОФОТОМЕТРОВ

По принципу действия спектральные приборы с фотоэлектрической регистрацией спектра могут быть разделены на два класса: спектрометры, предназначенные для энергетических измерений спектрального состава излучения;

спектрофотометры, предназначенные для исследования зависимости поглощения, отражения, рассеяния или иного преобразования света (излучаемого веществом или падающего на него)

от длины волны. В основном приемы спектрофотометрии в разных областях спектра одинаковы. Однако практические различия в источниках и приемниках излучения, в приборах, применяемых для спектрального разложения света, а также в используемых материалах, приводят к делению ее на спектрофотометрию ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областей спектра.

Наиболее широко спектрофотометры применяются:

а) для установления связи между спектрами поглощения различных (жидких, твердых, газообразных) веществ и их химическим строением или составом;

б) для определения количественного содержания различных веществ, основанного на точном измерении коэффициентов пропускания образцов.

Спектрофотометры по сравнению с обычными фотоколориметрами имеют преимущества в чувствительности, точности и в возможности избирательного анализа многокомпонентных смесей. Обычно спектрофотометры состоят из двух частей: спектральной, включающей монохроматор, и фотометрической, которая может быть расположена как перед монохроматором, так и после него.

В спектрофотометрах, служащих для абсорбционного анализа, на фоне сплошного спектра излучения источника наблюдаются линии поглощения исследуемого вещества. В фотометрической части таких приборов находится кюветное отделение (абсорбционная ячейка с образцом) с системой зеркал и зеркальных модуляторов, изменяющих геометрию прохождения лучей, а также компенсационные клинья. В зависимости от числа каналов в фотометрической части спектрофотометры делятся на однолучевые и двухлучевые. В однолучевых спектрофотометрах в световой пучок поочередно вводятся образец и эталон, причем соответствующие измерения прошедшего потока проводятся раздельно во времени. В нерегистрирующих спектрофотометрах пропускание измеряется в отдельных точках, а установку длины волны, образца и отсчет коэффициента пропускания осуществляют вручную.

В двухлучевых приборах измеряется отношение световых потоков, прошедших раздельно через два канала, в одном из которых помещается образец, а в другом — эталон. Поочередная коммутация пучка лучей после монохроматора в соответствующие каналы осуществляются обычно с помощью зеркальных обтюраторов. В этих приборах измерение отношения потоков, попадающих, как правило, на один приемник, выполняется автоматически. На входе прибора получается спектральная кривая оптической плотности либо кривая пропускания, которые обычно регистрируются самописцем. При измерении пропускания твердых и газообразных тел эталоном часто служит атмосферный воздух, пропускание которого принимается за 100%. При измерении линий и полос поглощения растворенных веществ в канал эталона помещают чистый растворитель, а в канал образца — раствор; в этом случае на выходе прибора получают запись спектра погло-

взаимосвязи параметров регистрирующих спектрометров рассматривались многими авторами, и, в частности, О. Д. Дмитриевским и В. А. Никитиным. Рассмотрим в качестве примера спектрофотометры ИКС-17, СФ-18 и спектрометры СДЛ-1 и ИКС-31.

ИНФРАКРАСНЫЙ СПЕКТРОФОТОМЕТР ИКС-17 (рис. VII.41)

Этот прибор предназначен для получения и регистрации спектров пропускания различных веществ в твердом, жидком и газообразном состоянии. Спектрофотометр — настольный автоматический двухлучевой регистрирующий прибор. Регистрация спектра осуществляется на бумажном бланке, калиброванном

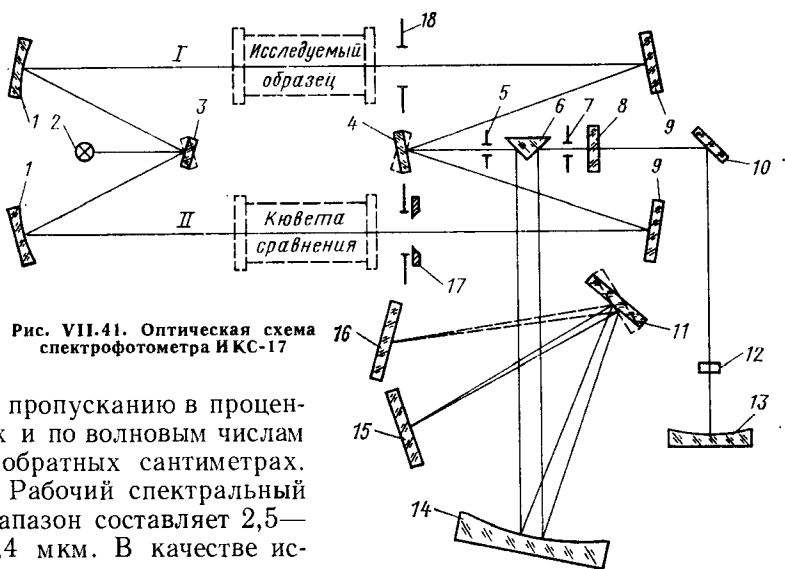


Рис. VII.41. Оптическая схема спектрофотометра ИКС-17

по пропусканию в процентах и по волновым числам в обратных сантиметрах.

Рабочий спектральный диапазон составляет 2,5—15,4 мкм. В качестве источника излучения используется глобар; приемник — висмутовый болометр БМ7-К. Относительное отверстие объектива 1 : 2, фокусное расстояние 270 мм. Спектральное разрешение $\delta\lambda$ для длины волны $\lambda = 10$ мкм равно 25 нм.

Излучение от источника 2 попадает на колеблющийся модулятор 3, который поочередно направляет его в канал образца I и канал сравнения II. Сферические зеркала 1 проецируют изображение источника в кюветное отделение с увеличением 0,79×. Далее сферические зеркала 9 через второй колеблющийся модулятор 4 проецируют изображение источника на входную щель 5 монохроматора с общим увеличением 0,5×. Пройдя входную щель 5, расположенную в фокальной плоскости параболического зеркального объектива 14, и отразившись от зеркальной грани поворотной призмы 6 и объектива 14, свет параллельным пучком падает на дифракционную решетку 15 или 16 в зависимости от положения

ния зеркала 11. Дифракционные решетки работают в спектральных диапазонах 2,5—5 мкм и 5—15 мкм соответственно.

Диафрагмированные пучки, отразившись от зеркала 11, объектива 14 и призмы, 6, с помощью плоского зеркала 10 попадают на выходную щель 7 монохроматора. Эллиптическое зеркало 13 образует изображение выходной щели на чувствительной площадке болометра 12 с увеличением $0,167\times$.

Для устранения спектров высших порядков, накладывающихся на первый рабочий порядок, за выходной щелью устанавливаются четыре сменных интерференционных светофильтра 8.

Компенсирующая 18 и измерительная 17 шторки располагаются в плоскости изображения зрачков, где распределение светового потока энергетически равномерное. При отсутствии поглощения в каналах на болометр, работающий по дифференциальной схеме, попадают пучки разложенного света одинаковой интенсивности, и на входе усилителя спектрофотометра сигнал не возникает. При наличии поглощения в одном из каналов на болометр попадают пучки различной интенсивности, в результате чего возникает переменный разностный сигнал, частота которого равна частоте смены каналов. Этот сигнал после усиления и преобразования подается на обмотку электродвигателя отработки, который перемещает фотометрическую шторку 17, уменьшая до нуля возникшую разность интенсивностей в каналах. Фотометрическая шторка механически связана с пером самописца.

СПЕКТРОФОТОМЕТР СФ-18

Прибор предназначен для определения коэффициентов пропускания и оптической плотности прозрачных твердых и жидких веществ в видимой области спектра.

Конструкция прибора обеспечивает возможность определения коэффициентов пропускания, оптической плотности и коэффициентов отражения светорассеивающих веществ методом сравнения.

Спектрофотометр состоит из осветителя, двойного призмного монохроматора, механизма развертки спектра, фотометра поляризационного типа, приемно-усилительной части и записывающего устройства.

Принцип действия прибора основан на нулевом методе и заключается в следующем. Монохроматический пучок света делится призмой Рошона на два плоскополяризованных пучка. Один пучок диафрагируется, другой проходит через призму Волластона и снова делится на два пучка, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Так как на призму Волластона падает плоскополяризованный пучок света, интенсивность пучков света за призмой Волластона определяется угловым положением призмы Рошона.

Далее пучки поочередно перекрываются вращающимся модулятором с частотой 50 Гц таким образом, что интенсивность света

в каждом пучке изменяется по трапецеидальной форме. Свет, прошедший через контрольный и измеряемый образцы, попадает в интегрирующий шар и после многократного отражения от его стенок освещает фотоэлемент. Если световые потоки равны, освещенность фотоэлемента будет постоянной, и сигнал через избирательный усилитель не пройдет. При наличии поглощения в измеряемом образце суммарный световой поток на фотоэлементе будет изменяться с частотой 50 Гц, и на выходе усилителя появится сигнал, который поступает на двигатель обработки, вращающий

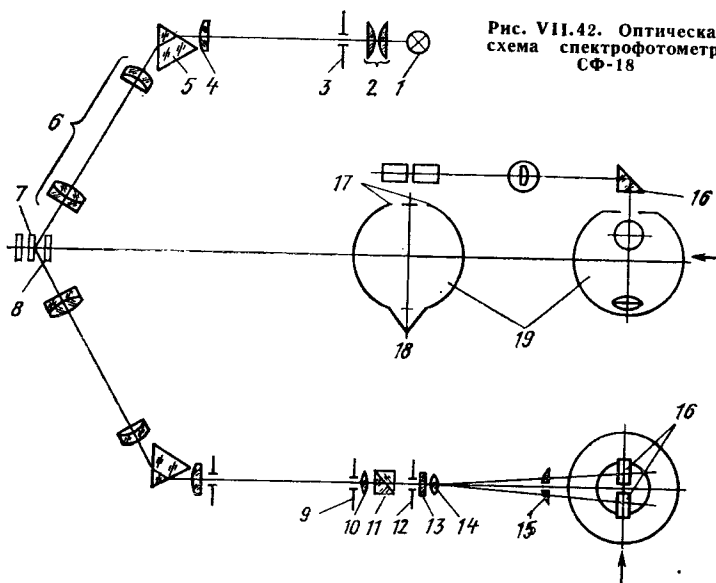


Рис. VII.42. Оптическая схема спектрофотометра СФ-18

призму Рошона до тех пор, пока не уравниются световые потоки. Призма механически связана с пером самописца, фиксирующего на бланке пропускания или оптическую плотность образца.

Изменение длины волны света, выходящего из монохроматора осуществляется перемещением вдоль спектра средней щели прибора.

Спектрофотометр имеет следующие основные характеристики: рабочий спектральный диапазон 400—150 нм; скорости развертки спектра 10, 30, 90 270 нм/мин; источник излучения — проекционная лампа К-17; приемник — мультищелочной фотоэлемент Ф-10; относительное отверстие объектива 1 : 7; обратная линейная дисперсия 1,6—16,5 нм/мм.

Оптическая схема прибора (рис. VII.42) состоит из двух частей: спектральной (двойного монохроматора) и фотометрической. Нить лампы 1 проецируется конденсором 2 на входную щель 3, расположенную в фокальной плоскости объектива 4. Параллельный пучок лучей проходит через диспергирующую призму 5,

объектив 6 первого монохроматора и дает спектральное изображение входной щели в плоскости средней щели. Средняя щель двойного монохроматора, образованная зеркалом 7 для поворота лучей и ножом 8, вырезает участок спектра, который проходит во второй монохроматор и проецируется в плоскость выходной щели 9.

По выходе из второго монохроматора пучок света попадает в фотометрическую часть прибора. Там он проходит через линзу 10, двоякопреломляющую призму Рошона 11 и далее через диафрагму 12, призму Волластона 13 и линзу 14 поступает в шары 19.

Линза 14 дает изображение выходной щели в плоскости полулинз 15, установленных внутри модулятора света. В этой плоскости получается два изображения щели, соответствующих двум пучкам на выходе призмы Волластона. Пройдя через полулинзы 15, контрольный и измеряемый образцы, пучки отклоняются на 90° призмами 16, затем через входные окна 17 шара 19 падают на окна 18, к которым прижимаются две белые заглушки.

Свет суммируется шаром и освещает фотоэлемент, расположенный за выходным окном шара, закрытым молочным стеклом.

СПЕКТРОМЕТР СДЛ-1

Прибор предназначен для возбуждения и регистрации спектров люминесценции. Он применяется для исследования оптических свойств кристаллов, жидкостей и порошков в обычном или поляризованном свете, а также полупроводниковых материалов для ОКГ и люминесцентных диодов.

В состав спектрометра входят двойной монохроматор, конденсор, осветитель с ртутной лампой высокого давления ДРШ-250 (или ДРШ-500), приемники излучения, стабилизатор светового потока, приемно-регистрирующее устройство, блок реостатов, блок стабилизатора напряжения.

В основе прибора используется двойной монохроматор со сложением дисперсий, построенный по горизонтальной несимметричной схеме Фасти (рис. VII.43). В рабочем диапазоне спектрометра 200—6000 нм используются четыре пары сменных дифракционных решеток.

Параболические зеркальные объективы имеют относительное отверстие 1 : 3 и фокусное расстояние 500 мм. Рабочий спектральный диапазон 0,2—6,0 мкм. Обратная линейная дисперсия 0,8—9,6 нм/мм. Скорость записи спектра 0,22; 0,6; 2,0 и 6,0 нм/мин.

Исследуемый образец 1, являющийся источником люминесцентного излучения, проецируется эллиптическим зеркалом 2 поворотным зеркалом 3 на входную щель 5 с увеличением $1,8\times$. Поворотным зеркалом 6 и параболическим объективом 7; в фокусе которого находится входная щель, излучение направляется на первую дифракционную решетку 8. Затем пучок диафрагмированных параллельных лучей собирается параболическим объективом 9 и направляется поворотными зеркалами 10 на среднюю щель 11,

установленную в фокальной плоскости выходного коллиматорного объектива первого монохроматора. Далее параболический объектив 12 направляет излучения на вторую дифракционную решетку 13, и вторично диспергированное излучение собирается выходным параболическим объективом 14 второго монохроматора в его фокальной плоскости, в которой установлены две выходные щели. В зависимости от положения поворотного зеркала 20 монохроматическое излучение попадает либо на щель 21, за которой установлены фотоэлектронные умножители 23 и 24, либо на щель 18, за которой расположены фоторезисторы 15, 16.

Линза 22, помещаемая в насадке на выходной щели 21, дает изображение плоскости выходного зрачка монохроматора на фотокатод ФЭУ с увеличением $0,046\times$.

Плоское поворотное зеркало 17 и эллиптическое зеркало 19 формируют изображение выходной щели 18 на приемной площадке фоторезистора с увеличением $0,3\times$.

Для срезания спектров высших порядков перед входной щелью установлены сменные фильтры 4.

Для работы в поляризованном свете перед образцом помещают сменные поляризаторы, а за образцом — сменные анализаторы. В качестве поляризаторов и анализаторов используются пленочные поляриды (в диапазоне $300\text{—}2700\text{ нм}$) и прозрачные дифракционные решетки, имеющие 1200 штрихов на 1 мм (в диапазоне $2000\text{—}6000\text{ нм}$).

Излучение, поступающее в прибор, модулируется дисковым обтуратором в частотой 500 Гц. Сигнал с приемников излучения через узкополосный усилитель с двойным Т-образным фильтром поступает на синхронный детектор, а затем регистрируется электронным самопишущим потенциометром КСП-4.

ИНФРАКРАСНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ИКС-31

Спектрометр предназначен для относительных измерений монохроматических потоков излучения в режиме постоянного волнового числа, а также регистрации спектров поглощения различ-

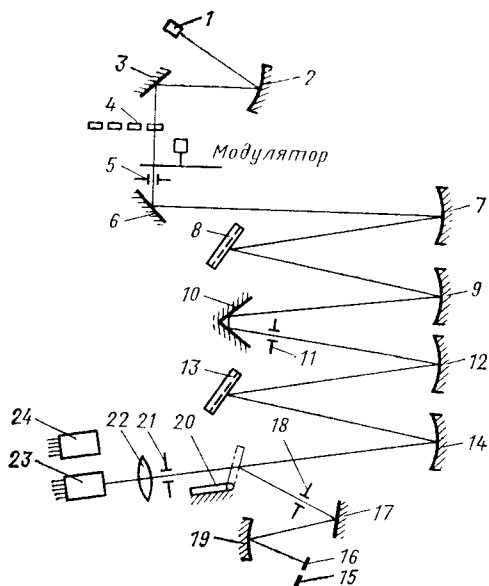
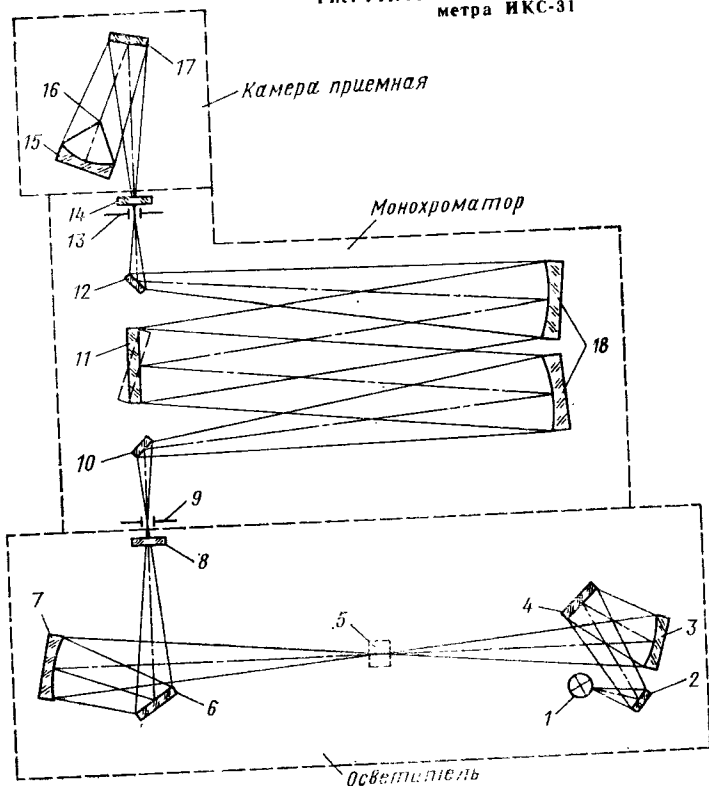


Рис. VII.43. Оптическая схема спектрометра СДЛ-1

ных объектов в режиме непрерывно изменяющегося волнового числа.

Спектрометр имеет блочное исполнение основных функциональных частей (осветителя, монохроматора и приемной камеры). Имеется возможность вакуумирования внутреннего объема спектрометра до давления приблизительно 6,65 Па с целью устранения полос поглощения веществ, принадлежащих атмосфере.

Рис. VII.44. Оптическая схема спектрометра ИКС-31



Рабочий спектральный диапазон 0,8—25 мкм. Сферический зеркальный объектив имеет относительное отверстие 1 : 6, фокусное расстояние 600 мм. Применяются дифракционные решетки с числом штрихов 300, 150, 75 и 50 на 1 мм. Разрешающая способность $r \geq 2000$ для $\lambda = 10$ мкм.

Данные об относительной величине монохроматических потоков излучения поступает в аналоговой форме и отмечаются по отсчетной шкале регистрирующего потенциометра.

Имеется возможность подключения приборов цифрового отсчета. Исходная величина потока излучения регулируется раскрытием щелей, осуществляемым вручную или по заданной программе.

Оптическая схема спектрометра ИКС-31 показана на рис. VII.44. Осветитель имеет сменные элементы: источник излучения 1 (глобар) и плоское зеркало 2, а также постоянные элементы: плоские 4, 6, 12 и сферические 3, 7 зеркала. Сменное зеркало 2, устанавливаемое на оси шагового двигателя, осуществляет амплитудное модулирование потока излучения с частотой 12,5 Гц. В области спектра от 15 до 25 мкм для устранения рассеянного потока излучения зеркало 2 может быть заменено пластиной из фтористого лития. Исследуемый объект 5 устанавливается в плоскости изображения источника излучения перпендикулярно осевому лучу пучка.

В месте установки исследуемого объекта апертурный угол составляет 10° , наименьшее сечение пучка лучей 6×20 мм. Сменный коллектив предназначается для согласования оптических систем осветителя и монохроматора и одновременно обеспечивает герметизацию внутреннего объема осветителя. В области спектра 0,8—5 мкм используется коллектив из фтористого лития, а в области 5—25 мкм коллектив из бромистого калия.

Монохроматор построен по горизонтальной несимметричной схеме Фасти. Он включает входную щель 9, защитное окно 8, плоское 10 и сферические 18 зеркала, реплику 11, выходную щель 13 и светофильтр 14. Реплика 11 и светофильтр 14 являются сменными элементами монохроматора. Приемная камера состоит из плоского зеркала 17, эллиптического зеркала 15 и приемника излучения 16 (болометра).

§ 12. СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛЫ

Интерференционными спектральными приборами принято называть приборы, в которых используются высокие порядки интерференции.

Действие таких диспергирующих элементов, как призма и дифракционная решетка, также основано на явлении интерференции, однако порядки интерференции здесь невысокие. Например, в призме дисперсия света проявляется в результате того, что свет различных длин волн имеет различные скорости распространения в материале призмы и интерференция получается только в направлениях, определяемых элементарными законами призмы; это явление интерференции нулевого порядка. В дифракционных решетках дисперсия света имеет место в таких направлениях, которым соответствуют порядки интерференции, отличные от нуля. Обычно рабочие порядки спектра достигают нескольких единиц или, как исключение, нескольких сотен в случае решетки типа эшеле.

Характерным спектроскопом высокой разрешающей силы является интерферометр Фабри—Перо, в котором порядок интерференции может достигать нескольких десятков тысяч.

Такой прибор является спектральным прибором высокой разрешающей силы, предназначенным для изучения сверхтонкой

структуры спектральных линий при изотопическом анализе, при исследовании энергетических уровней атомов, для точных метрологических измерений и др. [29].

Работа интерферометра Фабри—Перо основана на принципе многолучевой интерференции. Интерференция происходит в плоскопараллельной пластинке — эталоне Фабри—Перо, состоящем из двух кварцевых или стеклянных пластин (рис. VII.45).

На обращенные внутрь поверхности пластин нанесены полупрозрачные зеркальные покрытия. Пластины устанавливаются параллельно с точностью до 0,01 длины световой волны.

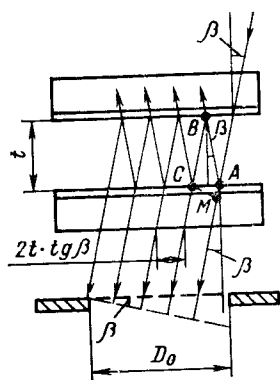


Рис. VII.45. Ход лучей в эталоне Фабри—Перо

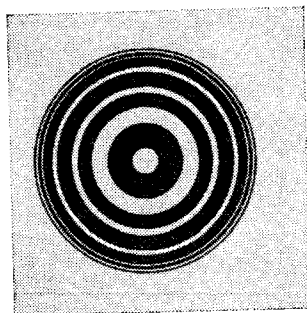


Рис. VII.46. Картина интерференционных колец эталона Фабри—Перо

Монохроматический световой пучок, вошедший в эталон, расщепляется на каждой из зеркальных поверхностей на два пучка — прошедший и отраженный. В результате многократных отражений из эталона выходит бесконечно большое число параллельных пучков, которые, интерферируя друг с другом, создают в фокальной плоскости объектива, установленного за эталоном, систему резких концентрических колец (рис. VII.46).

Рассмотрим условия появления интерференционных максимумов.

Из эталона лучи выходят с разностью хода Δ , определяемой расстоянием t между пластинами и углом падения β . Из рис. VII.44 видно, что

$$\Delta = AB + BC - AM = 2AB - AC \sin \beta = 2 \frac{t}{\cos \beta} - 2t \operatorname{tg} \beta \sin \beta = 2t \cos \beta. \quad (\text{VII.136})$$

Величину t называют толщиной эталона. Интерференционные максимумы, определяемые разностью хода

$$\Delta = k\lambda = 2t \cos \beta, \quad (\text{VII.137})$$

где $k = 0, 1, 2, 3 \dots$, имеют вид концентрических колец.

Порядок интерференции

$$k = \frac{2t \cos \beta}{\lambda} \quad (\text{VII.138})$$

во много раз превышает порядки, которые достигаются с помощью дифракционной решетки.

Условие наложения колец соседних порядков с длинами волн λ и $\lambda - \Delta'\lambda$ имеет вид

$$k\lambda = (k+1)(\lambda - \Delta'\lambda),$$

откуда

$$\Delta'\lambda = \frac{\lambda}{k+1} \approx \frac{\lambda}{k} = \frac{\lambda^2}{2t \cos \beta}. \quad (\text{VII.139})$$

Величину $\Delta'\lambda$ называют постоянной эталона Фабри—Перо. Она представляет собой спектральный интервал, в пределах которого соседние порядки еще не налагаются.

Разрешающая сила эталона зависит от положения диафрагмы, ограничивающей световой пучок, проходящий через эталон. Роль такой диафрагмы может играть, например, оправка эталона. Расстояние между соседними лучами в плоскости диафрагмы (см. рис. VII.45) равно $2t/\lg \beta$, а общее число интерферирующих лучей

$$N = \frac{D_0}{2t/\lg \beta}. \quad (\text{VII.140})$$

Отсюда с учетом того, что разрешающая сила численно равна первой производной от максимальной разности хода интерферирующего пучка лучей по длине волны, получим

$$r_{\text{теор}} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{d\Delta_{\text{max}}}{d\lambda},$$

а также с учетом формул (VII. 137) и (VII.2) теоретическая разрешающая сила эталона определяется выражением

$$r_{\text{теор}} = \frac{d\Delta_{\text{max}}}{d\lambda} = \frac{d(k\lambda N)}{d\lambda} = kN = \frac{D_0 \cos \beta}{\lambda \lg \beta}$$

при условии примерно одинаковой интенсивности интерферирующих лучей.

Выразим разрешающую силу через ширину пучка D параллельных интерферирующих лучей, прошедших диафрагму диаметром D_0 . Так как $D = D_0 \cos \beta$, то

$$r_{\text{теор}} = \frac{D}{\lambda \lg \beta}. \quad (\text{VII.141})$$

Продифференцировав выражение (VII.138), найдем угловую дисперсию эталона

$$k d\lambda = -2t \sin \beta d\beta,$$

откуда

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = -\frac{k}{2t \sin \beta} = -\frac{1}{\lambda \lg \beta}. \quad (\text{VII.142})$$

Знак минус показывает, что с увеличением угла β длина волны уменьшается. Угловая дисперсия эталона не зависит от параметров эталона (в отличие от призмы и решетки) и определяется исключительно углом падения β интерферирующих лучей, т. е. для всех эталонов Фабри—Перо при одном и том же угле β угловая дисперсия будет одинакова. При $\beta = 0$ угловая дисперсия эталона бесконечно велика, однако практического значения это не имеет, так как дисперсия быстро падает с увеличением угла β .

Рассмотрим другую установку диафрагмы — перед эталоном. В этом случае размер диафрагмы никак не влияет на число интерферирующих пучков N , потому что они образуются в результате многократных отражений уже после прохождения через диафрагму. Число N теоретически может быть бесконечно велико. С пучками одинаковой интенсивности мы получили бы

$$r_{\text{теор}} = kN \rightarrow \infty, \quad (\text{VII.143})$$

однако интенсивность пучков вследствие потерь при отражениях постепенно упадет до нуля. Поэтому в формулу (VII.143) вместо N нужно подставить эффективные число $N_{\text{эф}}$ интерферирующих пучков, которое зависит от коэффициента отражения ρ зеркальных покрытий пластин эталона:

$$r_{\text{теор}} = kN_{\text{эф}}. \quad (\text{VII.144})$$

Эти $N_{\text{эф}}$ пучков одинаковой интенсивности по разрешающей силе эквивалентны бесконечно большому числу реальных пучков убывающей интенсивности.

Очевидно, что число $N_{\text{эф}}$ будет тем больше, чем ближе коэффициент отражения зеркальных покрытий ρ к единице, т. е. чем меньше величина $1 - \rho$. Расчеты показывают, что приблизительное значение эффективного числа пучков

$$N_{\text{эф}} \approx \frac{3 \sqrt{\rho}}{1 - \rho}. \quad (\text{VII.145})$$

Подставляя выражения (VII.138) и (VII.145) в формулу (VII.144) и полагая $\cos \beta = 1$, получим приближенное значение разрешающей силы эталона

$$r_{\text{теор}} = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = \frac{Gt}{\lambda} \frac{\sqrt{\rho}}{1 - \rho}. \quad (\text{VII.146})$$

Это выражение справедливо только при малых углах падения β , когда эффективное число пучков $N_{\text{эф}}$ будет значительно меньше действительного числа лучей N убывающей интенсивности, пропущенных диафрагмой эталона, установленной позади него.

§ 13. СПЕКТРОМЕТРЫ С ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СЕЛЕКТИВНОЙ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Классические спектральные приборы, для выделения узких линий в которых применяются щелевые диафрагмы, имеют общий недостаток: при увеличении разрешающей способности (сужении щелей) уменьшается регистрируемый световой поток. Такая зависимость характерна для схем щелевых приборов, в которых ширина аппаратной функции связана с величиной выходящего из спектрометра потока. В ряде же случаев требуется высокое разрешение при регистрации очень слабых спектральных линий.

Решать такие задачи можно, используя приборы, действие которых основано на интерференционно-модуляционных методах получения спектрограмм. К их числу относятся интерференционный спектрометр с селективной амплитудной модуляцией (СИСАМ) и фурье-спектрометр. Эти приборы отличаются значительно большей светосилой по сравнению со щелевыми спектрометрами, так как вместо узкой входной щели в них используется достаточно широкая входная диафрагма. Кроме того, применяя вместо одной входной и одной выходной щелей растр (множество щелей разной конфигурации), удалось во много раз увеличить поступающий в прибор поток световой энергии. Так появились растровые приборы.

Возможности улучшения характеристик спектральных приборов были выявлены при анализе методов получения информации о спектрах. Спектральный прибор тем или иным способом разделяет исследуемое излучение на монохроматические составляющие и измеряет интенсивность этих составляющих. Различные спектральные линии могут быть идентифицированы по их взаимодействию с веществом, с периодическими структурами, по интерференционным признакам. Дальнейшее развитие последний метод нашел в СИСАМах и фурье-спектрометрах. Здесь используется зависимость ширины интерференционных полос от длины волны излучения. Например, в схеме интерференции с зеркалами Френеля ширина интерференционных полос b определяется выражением

$$b = \frac{\lambda}{W},$$

где W — угол схождения интерферирующих пучков.

Тогда в плоскости анализа (плоскости локализации интерференционной картины) каждой длине волны будет соответствовать своя периодическая структура (рис. VII.47). Дальнейший анализ связан с расшифровкой этой периодической структуры. Например, при сканировании полученной картины приемником излучения (движение приемника поперек интерференционных полос) каждая пространственная структура будет засвечивать его с определенной частотой, т. е. осуществляется частотная модуляция спектра

(фурье-спектрометр). Кроме того, некоторым способом можно разрушить интерференционную структуру для всех длин волн, за исключением одной, а ее обнаружить — тем же методом сканирования (СИСАМ).

В растровых спектрометрах вместо входной и выходной щелей устанавливают растры. Их подбирают так, чтобы аппаратная функция спектрометра была не шире, чем со щелевыми диафрагмами. При этом светосила такого прибора, как правило, на два порядка выше классического. Необходимо иметь в виду, что преимущество этих приборов значительно в той спектральной об-

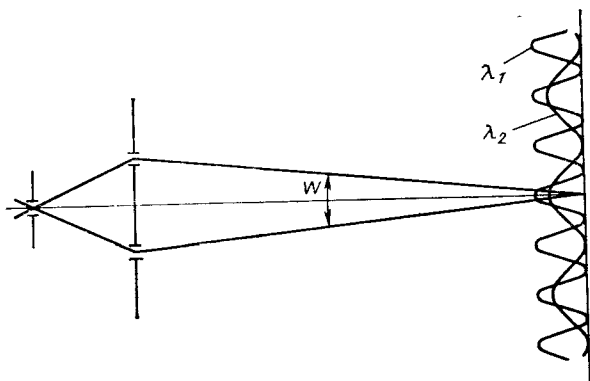


Рис. VII.47. Интерференционный принцип спектральной селекции

ласти, где собственные шумы приемников превышают фотонный шум излучения (статистическая природа излучения). Так, в инфракрасной области спектра применяют фотоэлектрические и тепловые приемники, собственные шумы которых много больше фотонного шума излучения. В видимой же области для ФЭУ основным шумом является фотонный. Поэтому с увеличением используемого потока для источников с регулярным спектром и пропорциональным увеличением фотонных шумов выигрыш в энергетических характеристиках не столь заметен, как в инфракрасной области.

В некоторых приборах (фурье-спектрометры, спектрометры с преобразованием Адамара) регистрируется одновременно весь исследуемый спектральный диапазон подобно спектрографическому методу регистрации. Это дает значительное увеличение информационной емкости прибора, что равносильно увеличению отношения сигнал/шум. Выигрыш в отношении сигнал/шум проявляется только в тех областях спектра, в которых преобладают собственные шумы приемника. В видимой области, где преобладает фотонный шум излучения, этот выигрыш отсутствует [4].

**СПЕКТРОМЕТР С ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ
СЕЛЕКТИВНОЙ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ (СИСАМ)**

Прибор построен на базе интерферометра Майкельсона [14,31]. Рассмотрим процесс преобразования спектра излучения в пространственное распределение освещенности в плоскости анализа. На рис. VII.48 представлена схема интерферометра. Исследуемый световой поток проходит через круглую входную диафрагму 1, коллиматорный объектив 2 и падает на полупрозрачное зеркало 5, на котором делится на два пучка. После отражения от плоских зеркал 3 и 6 пучки вновь соединяются и образуют после объектива 7 интерференционную картину, структура которой зависит от взаимного расположения зеркал, разности хода двух интерферирующих пучков, длины волны излучения. Например, при монохроматическом освещении и при перпендикулярном падении пучков на плоские зеркала 3 и 6 интерференционная картина представляет собой систему колец с синусоидальным распределением интенсивности вдоль радиуса; максимумы и минимумы картины соответствуют разностям хода, равным четному и нечетному числу полуволн. При наклонном положении зеркал 3 и 6 картина представляет собой чередование темных и светлых полос.

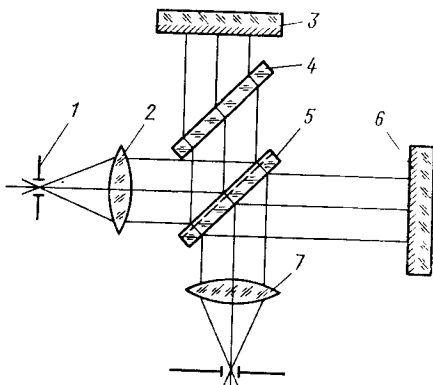


Рис. VII.48. Интерферометр Майкельсона

Если разность хода Δ изменять со скоростью v (например, поворачивая плоскопараллельную пластинку 4 или перемещая одно из зеркал со скоростью $0,5v$), т. е. $\Delta = vt$, где t — время сканирования, то величина монохроматического потока, выходящего из интерферометра (пучки нормальны зеркалам 3 и 6), изменяется по закону

$$P_{\lambda} = P_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right) = P_0 \left(1 + \cos 2\pi \frac{v}{\lambda} t \right), \quad (\text{VII.147})$$

где P_0 — интегральный поток, поступающий на вход интерферометра.

В этом случае поток модулирован с частотой $f = v/\lambda$. Если зеркала 1 и 2 повернуть вокруг осей, расположенных в их плоскости, на угол $\varepsilon/2$ (рис. VII.49), то отраженные от них лучи отклонятся на угол ε и сойдутся друг с другом под углом 2ε . При этом на зеркалах образуются интерференционные полосы, параллельные оси вращения и отстоящие друг от друга на величину $b = \lambda/2\varepsilon$.

Для получения аппаратной функции СИСАМа рассмотрим распределение освещенности на выходной диафрагме для длины

волны $\lambda = \lambda_0 + \lambda \Delta$. Это распределение в пространстве и во времени будет описываться функцией

$$E_\lambda = E_{0\lambda} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} vt + \frac{2\pi}{b} x \right) \right], \quad (\text{VII.148})$$

где x — координата в направлении, перпендикулярном к интерференционным полосам в плоскости выходной диафрагмы; v — удвоенная скорость перемещения решетки.

Через выходную диафрагму пройдет поток

$$P_\lambda = a E_{0\lambda} \int_0^{a \cos \varepsilon/2} \left[1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left(2vt + \frac{2k \Delta \lambda}{d \cos \frac{\alpha}{2}} x \right) \right] dx. \quad (\text{VII.149})$$

После интегрирования получим

$$P_\lambda = E_{0\lambda} a^2 \cos \frac{\varepsilon}{2} \left[1 + \frac{\sin \frac{2\pi k a \Delta \lambda}{\lambda d}}{\frac{2\pi k a \Delta \lambda}{\lambda d}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left(2vt + \frac{k \Delta \lambda a}{d} \right) \right], \quad (\text{VII.150})$$

где a — радиус пучка в ветвях интерферометра; d — постоянная решеток; k — рабочий порядок решетки; α — угол падения лучей на решетку ($\alpha = \varepsilon$).

Формулу (VII.150) можно переписать в виде

$$P_\lambda = P_{0\lambda} \left[1 + p \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left(2vt + \frac{k \Delta \lambda a}{d} \right) \right], \quad (\text{VII.151})$$

где

$$P_{0\lambda} = E_{0\lambda} a^2 \cos \frac{\varepsilon}{2};$$

$$p = \frac{\sin (2\pi a k \Delta \lambda / d \lambda)}{2\pi a k \Delta \lambda / d \lambda} -$$

глубина модуляции выходного потока P_λ .

Таким образом, если волновые фронты параллельны, глубина модуляции выходного потока максимальна ($p = 1$), в противном случае $p < 1$.

Это и составляет принцип действия СИСАМа. В отличие от интерферометра Майкельсона в СИСАМе плоские зеркала заменены двумя идентичными диспергирующими системами, в качестве которых можно использовать дифракционные решетки, призмы с отражающими поверхностями и их комбинации. Принципиальная схема устройства дана на рис. VII.50. Решетки P_1 и P_2 повернуты на некоторый угол ε относительно осей падающих пучков. В этом случае вдоль пучков будет направлены лучи с длиной волны λ_ε , удовлетворяющие условию автоколлимации (угол

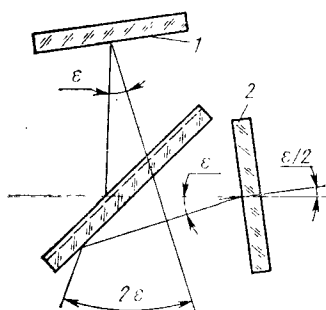


Рис. VII.49. К расчету пространственной частоты интерференционных полос

падения α равен углу дифракции β и определяется углом наклона дифракционной решетки ϵ):

$$\lambda_e = \frac{2d \sin \beta}{k}, \quad (\text{VII.152})$$

где d — постоянная решетки; k — порядок спектра.

Пусть одна из решеток движется в направлении осевого луча интерферометра со скоростью $0,5v$. Тогда разность хода Δ между двумя интерферирующими пучками будет меняться по закону $\Delta = 2 \frac{v}{2} t = vt$. При этом поток, попадающий на приемник Π , будет модулирован с частотой $f = v/\lambda_e$ и глубиной модуляции

$$\rho = \frac{P_{\lambda_{\max}} - P_{\lambda_{\min}}}{P_{\lambda_{\max}} + P_{\lambda_{\min}}} = 1.$$

Для других длин волн ($\lambda \neq \lambda_e$) условие автоколлимации не выполняется. Дифрагированные пучки будут повернуты по отношению к оси на угол

$$\epsilon_\lambda = \frac{k}{d \cos \beta} (\lambda - \lambda_e); \quad (\text{VII.153})$$

здесь $k/d \cos \beta$ — угловая дисперсия решетки.

Согласно (VII.149) и (VII.150) спектральный поток с этой длиной волны будет промодулирован с той же частотой f , но меньшей глубиной модуляции:

$$\rho_\lambda = \text{sinc} \frac{2\pi \epsilon_\lambda \delta}{\lambda},$$

где δ — характерный размер чувствительной площадки приемника.

Глубина модуляции ρ_λ очень быстро уменьшается с увеличением отклонения от основной длины волны $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$. При этом амплитудной модуляции подвергнута только узкая полоса длин волн вблизи λ_0 , отсюда название «спектрометр интерференционный с селективной амплитудной модуляцией».

Последовательная регистрация спектра осуществляется настройкой решеток на автоколлимацию разных длин волн путем разворота обеих решеток на одинаковые углы.

Поскольку полезную информацию о спектре излучения несет глубина модуляции ρ_λ , то аппаратная функция СИСАМа определяется выражением (VII.151).

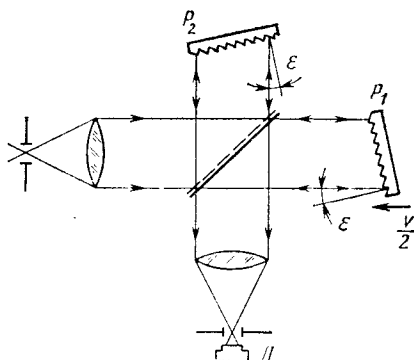


Рис. VII.50. Принципиальная схема СИСАМа

Если учесть, что $\frac{2\beta_\lambda}{\lambda} a = \frac{a}{\lambda/2\beta_\lambda} = \frac{a}{b} = n_\lambda$ — число интерференционных полос, соответствующих излучению волны длиной λ и уменьшающихся на чувствительной площадке приемника, то формулу (VII.151) можно переписать в виде

$$A(\lambda) = p_\lambda = \text{sinc}(\pi n_\lambda),$$

где A_λ — аппаратная функция СИСАМа.

Для определения разрешающей способности СИСАМа воспользуемся критерием Рэлея, приняв предел разрешения $\Delta\lambda$ равным ширине аппаратной функции на уровне 0,5 от максимума:

$$A(\lambda_m) = \text{sinc}(\pi n_\lambda) = 0,5.$$

Решая последнее уравнение, находим

$$\pi n_\lambda \approx \frac{3}{5} \pi \text{ или } n_\lambda \approx \frac{3}{5}.$$

Учитывая, что

$$n_\lambda = \frac{2\beta_\lambda}{\lambda} a,$$

находим

$$\Delta n_\lambda = \frac{2\beta_\lambda a}{\lambda^2} \Delta\lambda = \frac{2 \cdot 3}{5}.$$

Из последнего соотношения определяем разрешающую способность СИСАМа:

$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{5}{3} \frac{\beta_\lambda a}{\lambda}.$$

Преобразуем последнее выражение. Для небольших углов $\beta_\lambda = \epsilon_\lambda$ из формулы (VII.152) находим

$$\beta_\lambda = \frac{k\lambda_\epsilon}{2d}.$$

Тогда

$$r = \frac{5}{3} k \frac{a}{2d}, \quad (\text{VII.154})$$

где величина $a/2d = N$ — общее число штрихов решетки. Окончательно получаем $r = 1,67 kN$, т. е. разрешающая способность СИСАМа примерно в 1,5 раза выше, чем у щелевого спектрометра с такой же решеткой.

Таким образом, разрешающая способность в 1,5 раза больше, чем у спектрометра с такой же решеткой и бесконечно узкой щелью. Преимущество СИСАМа перед щелевым спектрометром с решеткой проявляется главным образом в том, что допустимые

угловые размеры выходной диафрагмы во много раз больше угловых размеров выходной щели спектрометра с такой же дифракционной решеткой, обеспечивающей ту же разрешающую способность. В соответствующее число раз увеличивается и светосила прибора.

ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРЫ

В большинстве спектральных приборов в каждый момент времени регистрируется лишь один узкий спектральный интервал, а информация об остальных участках теряется. К приборам, лишенным этого недостатка, т. е. в которых подобно спектрографам весь спектр регистрируется одновременно, относятся фурье-спектрометры [16]. Большинство существующих фурье-спектрометров построено на базе двухлучевого интерферометра Майкельсона (см. рис. VII.48). Пусть входное отверстие интерферометра освещается монохроматическим излучением частоты ν и одно из зеркал перемещается со скоростью $v/2$. Яркость источника на выходе интерферометра можно определить выражением

$$L(f) = \frac{1}{2} L_0 [1 + \cos 2\pi \nu \Delta], \quad (\text{VII.155})$$

где L_0 — яркость монохроматического источника; $\Delta = vt$ — разность хода, равная удвоенному перемещению зеркала.

Выражение (VII.155) описывает периодическое изменение яркости. По виду косинусного аргумента в (VII.155) можно заключить, что монохроматический поток модулируется с частотой $f = \nu v$. Например, для зеленой линии ртути при перемещении зеркала со скоростью $v = 10^{-3}$ мм/с частота $f = 1,83$ Гц. При освещении входной диафрагмы светом сплошного спектрального состава каждому волновому числу ν соответствует определенная частота $f(\nu)$ переменной части выходящего потока, т. е. происходит частотная модуляция. Величина суммарного переменного потока на выходе монохроматора с точностью до постоянного множителя C_1 , учитывающего его геометрический фактор, есть суперпозиция отдельных составляющих и в пределе определяется выражением

$$P(\Delta) = C_1 \int_0^{\infty} L(\nu) \cos 2\pi \nu \Delta d\nu, \quad (\text{VII.156})$$

т. е. интегралом Фурье по косинусам от функции $L(\nu)$ — спектральной плотности яркости источника излучения. Следовательно, в фурье-спектрометре измеряется не функция $L(\nu)$, характеризующая спектральное распределение исследуемого излучения, как в щелевых приборах, а ее фурье-преобразование по косинусам. Сравнить принцип действия фурье-спектрометра и обычного сканирующего спектрометра можно с помощью графиков на

рис. VII.51. В спектрометре (графики слева) измеряются интенсивности отдельных длин волн последовательно во времени. Интенсивности от всех длин волн, показанные внизу, непосредственно образуют спектр. В интерферометре (графики справа) каждой длине волны соответствует несущая модуляционная частота с определенной амплитудой. Сумма колебаний, создаваемая всеми длинами волн, дает интерферограмму, не являющуюся непосредственным представлением спектра, хотя она связана с ним однозначно интегральным соотношением (VII.156). Интерферограмма симметрична относительно основного максимума, соответствующего нулевой разности хода $\Delta = 0$.

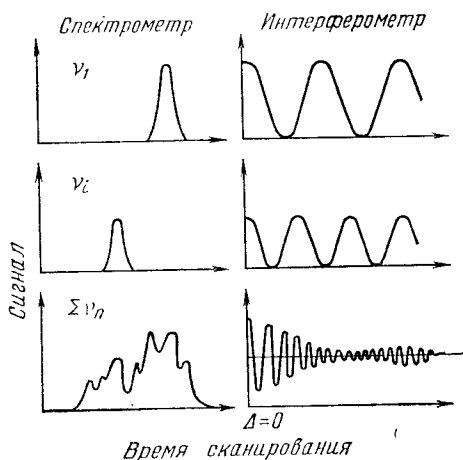


Рис. VII.51. Сравнение сигналов, получаемых с помощью спектрометра и интерферометра

Чтобы найти истинный спектр по измеренной интерферограмме, необходимо применить к ней метод гармонического анализа, т. е. разложить ее на частотные компоненты. Математически эта операция запишется в виде обратного преобразования Фурье. С точностью до постоянного множителя C_2 можно записать

$$L(\nu) = 2C_2 \int_0^{\infty} P(\Delta) \cos 2\pi\nu\Delta d\Delta. \quad (\text{VII.157})$$

Вследствие четности функции $P(\Delta)$ достаточно знать ее ход лишь при положительных значениях Δ , хотя разность хода работающего интерферометра может изменяться от нуля в обе стороны.

Таким образом, информация об отдельных участках спектра в фурье-спектрометрах, в отличие от сканирующих щелевых спектрометров, получается в два этапа. Вначале при изменении разности хода записывается интерферограмма, являющаяся суперпозицией гармонических составляющих (VII.156), временные частоты которых однозначно связаны с волновыми числами спектральных линий, а амплитуды — с интенсивностью этих линий. Второй этап состоит в расшифровке интерферограммы с использованием ЭВМ.

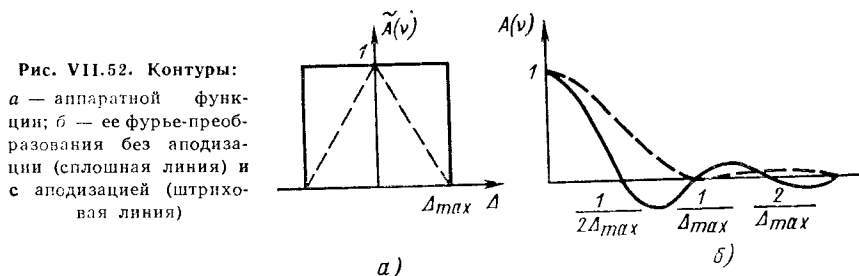
В том случае, если не требуется высокого разрешения, а число спектральных интервалов невелико, применяют аналоговую обработку интерферограммы. Эта обработка заключается в пропуске сигнала с приемника излучения через ряд узкополосных усилителей, каждый из которых регистрирует только излучение, модулированное на определенной частоте.

Так же, как и для классических приборов, связь измеренного и истинного спектрального распределения энергии в источнике можно выразить в фурье-спектрометре через интегральное выражение свертки (VII.5) с использованием понятия аппаратной функции $\tilde{A}(\nu)$, определяющей вносимые спектральным прибором искажения.

Так как в фурье-спектрометре регистрируется фурье-образ спектрального распределения, то для первого этапа измерений необходимо воспользоваться не выражением (VII.5), а его фурье-преобразованием от обеих частей, что в принятых выше обозначениях дает произведение фурье-образов соответствующих величин:

$$\tilde{P}'(\Delta) = \tilde{P}(\Delta) * \tilde{A}(\nu). \quad (\text{VII.158})$$

Таким образом, в выражении (VII.158) для учета искажающего действия фурье-спектрометра величину $\tilde{P}(\Delta)$, описывающую



вид измеренной интерферограммы, необходимо умножить на фурье-преобразование $\tilde{A}(\nu)$ аппаратной функции. Вид $\tilde{A}(\nu)$ можно легко определить путем следующих качественных рассуждений. Для определения истинного распределения энергии в спектре $L(\nu)$ необходимо знать функцию $P(\Delta)$ для всех значений разности хода от 0 до ∞ . Фактически же Δ изменяется в определенных пределах от 0 до $\Delta_{\max}$, т. е. вместо функции $P(\Delta = 0 \div \infty)$ известно только ее произведение на прямоугольную функцию шириной $2\Delta_{\max}$. Принимая во внимание выражения (VII.157), можно заключить, что фурье-преобразование аппаратной функции $\tilde{A}(\nu)$ в функции разности хода Δ имеет вид указанного прямоугольника (рис. VII.52, а). Для определения аппаратной функции $A(\nu)$ необходимо взять обратное преобразование фурье от $\tilde{A}(\nu)$, что дает следующее соотношение:

$$A(\nu) = \frac{\sin 2\pi\nu \Delta}{2\pi\nu \Delta}. \quad (\text{VII.159})$$

Исследование функции вида (VII.159) (рис. VII.52, б) показывает [27], что минимум у кривой суммарной интенсивности при регистрации двух монохроматических линий появляется, когда

расстояние между их максимумами $\Delta\nu \approx 0,7/\Delta_{\max}$, т. е. разрешающая способность фурье-спектрометра

$$R = \frac{\nu}{\Delta\nu} \approx 1,4\Delta_{\max}\nu. \quad (\text{VII.160})$$

Таким образом, разрешающая способность фурье-спектрометра определяется максимальной разностью хода, а спектральный предел разрешения пропорционален обратной величине максимальной разности хода. В уникальных приборах величина $\Delta_{\max}$ достигает 100—200 см, что для области вблизи $\lambda = 10$ мкм ($\nu = 1000$ см⁻¹) дает $\Delta\nu \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. Эта величина намного превышает предел разрешения классических дифракционных спектрометров для указанной области спектра.

Наличие у аппаратной функции побочных медленно убывающих максимумов (первый отрицательный максимум равен 0,22) существенно ухудшает обнаружение слабых спектральных линий вблизи сильных, затрудняя тем самым исследование сложных спектров. Этот недостаток можно устранить путем операции аподизации, заключающейся в уменьшении интенсивности побочных максимумов тем или иным способом. Например, если иметь фурье-образ аппаратной функции в виде треугольника (рис. VII.52, а), то аппаратная функция принимает вид

$$A(\nu) = \left(\frac{\sin \pi \Delta\nu}{\pi \Delta\nu} \right)^2. \quad (\text{VII.161})$$

Легко видеть (см. рис. VII.52, б), что для новой аппаратной функции интенсивность первого побочного максимума снизилась по сравнению с аппаратной функцией типа (VII.159) примерно в 5 раз, и это отношение увеличивается для более удаленных максимумов. На практике аппаратную функцию вида (VII.161) можно реализовать следующим образом:

1) при численном фурье-преобразовании путем умножения функции $P(\Delta)$ на коэффициент

$$k = 1 - \frac{\Delta}{\Delta_{\max}}; \quad (\text{VII.162})$$

2) непосредственно в процессе измерения введением последовательного апертурного ограничения световой поверхности дифракционной решетки в виде ромба, как в СИСАМах;

3) уменьшением коэффициента усиления усилителя по закону (VII.162).

Необходимо заметить, что во всех случаях применения аподизации происходит небольшая потеря в разрешении, а именно: при $\Delta\nu = 1/\Delta_{\max}$

$$R = \frac{\nu}{\Delta\nu} = \nu\Delta_{\max},$$

т. е. разрешающая способность падает примерно в 1,4 раза.

Экспериментально аппаратная функция фурье-спектрометра определяется регистрацией огибающей интерферограммы с последующим расчетом ее фурье-образа при подаче на вход интерферометра монохроматического потока.

Светосила фурье-спектрометра, как и СИСАМа, определяется допустимым угловым размером входной диафрагмы ω , видимой из центра объектива, при которой не происходит заметного снижения разрешающей способности. Оптимальный угловой размер обычно находят из условия получения одного интерференционного кольца при максимальной разности хода $\Delta_{\max}$:

$$\omega = \frac{2\pi}{R}. \quad (\text{VII.163})$$

Обычно площадь диафрагмы, определяемая в соответствии с выражением (VII.163), превышает площадь спектральной щели классического прибора до двух порядков, что свидетельствует о высокой светосиле фурье-спектрометров.

Таким образом, к числу основных преимуществ фурье-спектрометра можно отнести одновременное измерение всего исследуемого диапазона спектра при высокой светосиле и разрешающей способности. Эти преимущества проявляются в первую очередь в инфракрасной области спектра, где шумы большинства приемников излучения не зависят от величины падающего потока излучения. В видимой области для фотонных приемников выигрыш в одновременном измерении всего спектрального диапазона может частично теряться за счет возрастания шумов приемника.

Высокая светосила и круглая форма входной диафрагмы фурье-спектрометров позволяют считать их перспективными для исследования слабых спектров удаленных и протяженных объектов (планет, различных атмосферных явлений и т. п.). Фурье-спектрометры применяют, когда необходимы малые габариты прибора при исследовании спектров со средним разрешением в течение короткого интервала времени (например, в космических исследованиях).

Наконец, фурье-спектрометры с большой разностью хода используют при прецизионных спектральных измерениях со сверхвысоким разрешением.

На рис. VII.53 показана оптическая схема отечественного спектрометра ИТ-69. После прохождения диафрагмы 1 и отражения от плоского зеркала 2 исследуемое излучение коллимируется пара-

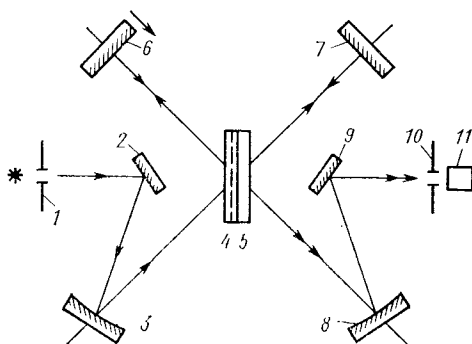


Рис. VII.53. Оптическая схема интерферометра ИТ-69

болическим зеркалом 3 и падает на светоделительную 4 и компенсационную 5 пластинки интерферометра Майкельсона. После отражения от подвижного зеркала 6 и неподвижного зеркала 7 пучок фокусируется параболическим 8 и плоским 9 зеркалами на выходную диафрагму 10 с приемником 11. Спектральная область работы прибора 0,8—2 мкм. Спектральное разрешение $0,1 \text{ см}^{-1}$.

РАСТРОВЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ

Оптическая схема растрового спектрометра [16, 27] отличается от классической тем, что входная щель заменена набором большого числа отверстий, расположенных либо беспорядочно (растр хаотического типа), либо по определенному закону (упорядоченный растр). В фокальной плоскости фокусирующего объектива полу-

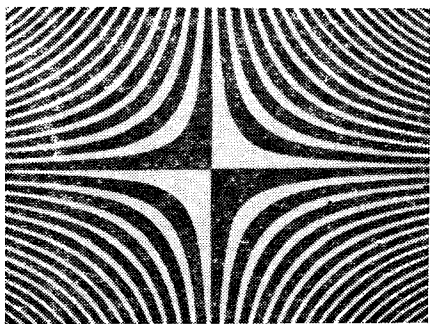


Рис. VII.54. Гиперболический растр Жирара

чается совокупность монохроматических изображений входного растра, и с одним из них совмещается выходной растр, являющийся точной копией этого изображения. Лучистый поток, проходящий через отверстия выходного растра, максимален для излучения одной длины волны λ_0 , на которую настроен прибор, и по мере увеличения смещения $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ пропускание растра уменьшается, приближаясь к некоторой средней величине, определяемой отношением площадей прозрачных и непрозрачных частей растра.

Для гиперболического растра (рис. VII.54) пропускание определяется выражением

$$\tau(y, z) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{sgn} \left(\frac{4\pi yz}{sh} \right) \right], & |y| \leq \frac{B}{2}, |z| \leq \frac{h}{2}, \\ |y| > \frac{B}{2}, |z| > \frac{h}{2}. \end{cases} \quad (\text{VII.164})$$

Обозначим $4\pi yz/sh = u$; тогда функция знака

$$\operatorname{sgn} u = \begin{cases} 1, & u > 0; \\ 0, & u < 0, \end{cases}$$

где B, h — ширина и высота растра; s — период его вдоль линии $z = \pm h/2$.

Если прибор освещается монохроматическим излучением и настроен так, что изображение входного растра смещено относи-

тельно идентичного этому изображению выходного раstra на расстоянии y' в направлении дисперсии, то поток через каждый элемент раstra пропорционален величине $\tau(y - y', z) \tau(y, z)$. Тогда аппаратная функция, определяемая как изменение монохроматического потока на выходе прибора при перемещении изображения входного раstra по выходному в направлении оси y , находится по формуле

$$A(y) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} \tau(y - y', z) \tau(y, z) dy'. \quad (\text{VII.165})$$

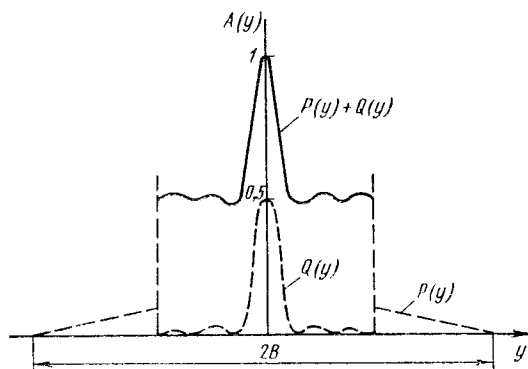


Рис. VII.55. Аппаратная функция растрового спектрометра

После подстановки (VII.164) в (VII.165) и вычисления интеграла можно получить с некоторыми приближениями

$$A(y) = P(y) + Q(y) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{|y|}{B} \right) + \frac{1}{2} \operatorname{sinc} \left(\frac{2\pi y}{s} \right). \quad (\text{VII.165})$$

То что аппаратная функция растрового спектрометра является суммой двух функций, можно объяснить следующим образом. Функция $P(y)$ определяется только внешним контуром раstra и представляет собой форму сигнала, который регистрировал бы приемник при замене растров простыми диафрагмами с тем же контуром. Если этот контур — прямоугольник шириной B , то графиком функции $P(y)$ является треугольник с основанием $2B$:

$$P(y) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{|y|}{B} \right); \quad |y| \leq B.$$

Слагаемое $Q(y)$ существенно зависит от вида функции пропускания растров $\tau(y, z)$. Вид кривой $A(y)$ показан на рис. VII.55. Таким образом, замена щелей растрами дает как бы два налагающихся друг на друга спектра, получаемых при щелях шириной B и s [$P(y)$ и $Q(y)$ соответственно]. Так как $B \gg s$, то функция $P(y)$ изменяется очень медленно, и при малых y можно принять

$P(y) = 1/2$. Тогда $A(y) = 1/2 + Q(y)$, т. е. аппаратная функция имеет таковой вид для классического прибора, плюс постоянная засветка. Разрешающая способность определяется характером раstra и может быть достаточно высокой при значительно большей величине регистрируемого потока, чем в щелевом монохроматоре с тем же разрешением.

Помимо гиперболических, нашли применение и другие виды растров. Так, растр с круговыми концентрическими зонами целесообразно использовать в схемах с объективами, имеющими ось симметрии (например, в зеркальной схеме Пфунда), располагая центр раstra на оптической оси.

При любой структуре растров разрешающая способность спектрометра без аберраций определяется наименьшей шириной s его элементов и оказывается практически такой же, как в приборе с щелями этой ширины. С уменьшением s начинает сказываться дифракция. Но в отличие от классического прибора предельное разрешение достигается не посредством узких щелей, а с помощью раstra, общая площадь которого S во много раз превышает площадь щели sh .

СПЕКТРОМЕТРЫ С ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ АДАМАРА

В реальном спектрометре невозможно разрешить сколь угодно близкие спектральные линии. Тогда исследуемый участок спектра можно представить в виде конечного числа элементарных интервалов. Перенумеруем эти составляющие спектра, присвоив им индексы от 0 до N .

Рассмотрим процесс анализа спектров в классическом спектрометре. Здесь последовательно измеряются интенсивности составляющих спектра, т. е. в результате одного измерения получается информация об интенсивности лишь одной спектральной составляющей:

$$u_k = \alpha_k I_k, \quad (\text{VII.167})$$

где u_k — величина сигнала, полученного в результате k -го измерения; I_k — интенсивность k -й элементарной составляющей спектра; α_k — коэффициент пропорциональности, характеризующий чувствительность прибора.

Процесс измерения можно описать системой линейных уравнений

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 I_0 + 0I_1 + \dots + 0I_N &= u_0; \\ 0I_0 + \alpha_1 I_1 + \dots + 0I_N &= u_1; \\ 0I_0 + 0I_1 + \dots + \alpha_N I_N &= u_N, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.168})$$

или в матричной форме

$$U = AI, \quad (\text{VII.169})$$

где A — диагональная матрица системы (VII.168);

$$A = (\alpha_i \delta_{ik})_{N+1}, \quad \delta_{ik} = \begin{cases} 1, & i = k \\ 0, & i \neq k \end{cases} \text{ — символ Конекара;}$$

U — вектор-столбец измеряемых сигналов; I — вектор-столбец интенсивностей спектральных составляющих.

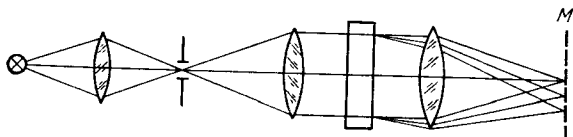
Для простоты положим все коэффициенты α_i равными единице.

По результатам измерений путем решения системы (VII.169) находят истинный спектр

$$I = A^{-1}U.$$

Записав связь между векторами I и U в форме уравнения (VII.169), мы сразу получим возможность для дальнейших обобщений. До тех пор, пока мы имеем дело с абсолютно точными

Рис. VII.56. Принципиальная схема спектрометра с преобразованием Адамара



измерениями, диагональная матрица A имеет несомненное преимущество, обусловленное простотой обратного преобразования для определения спектра источника. В действительности же измерения проводятся с ошибками:

$$u'_k = u_k + \Delta u_k, \quad (\text{VII.170})$$

где Δu_k — случайная ошибка.

В этом случае можно поставить задачу об отыскании матрицы такого вида, чтобы она обеспечивала максимальное отношение сигнал/шум в измеренном спектре. Подобная задача решается в теории кодирования. В частности, выдвинутое требование будет означать, что матрицу необходимо искать среди так называемых помехоустойчивых кодов.

Одна из схем спектрометра представлена на рис. VII.56. В классическом спектрографе вместо фотопластины устанавливается маска M , пропускающая не одну спектральную составляющую, а несколько. Затем все излучение, прошедшее через маску, собирается на один фотоприемник. В результате одного измерения получим сигнал

$$u_k = \sum_{k=0}^N a_k I_k,$$

где a_k — коэффициенты пропускания маски для спектральных составляющих ($a_k = 0$ или $a_k = 1$).

После одного измерения маска заменяется на новую, соответствующую следующей строке матрицы измерения. Сделав $N + 1$

измерений, можно разрешить полученную систему уравнений относительно I .

Замена масок — технически очень сложная процедура, особенно если иметь в виду, что мы хотим измерить спектр источника в нескольких сотнях точек. Для того чтобы упростить техническую реализацию устройств, используют циклические матрицы: каждая строка матрицы получается из предыдущей путем сдвига всех компонентов на один. В качестве примера можно взять матрицу 5×5 элементов.

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix}.$$

Техническая реализация кодирования осуществляется следующим образом. Изготавливают полосу, первые N элементов которой соответствуют первой строке матрицы, а последующие $N - 1$ являются повторением начальных $N - 1$ элементов (рис. VII.57). Закроем часть маски рамкой, пропускающей N элементов. Достаточно сместить маску на один шаг, чтобы получить структуру, соответствующую следующей строке матрицы. Устройство, снабженное рамкой, маской и системой шагового смещения, помещается в фокальной плоскости прибора.

Подобные матрицы впервые рассматривал Адамар. Можно показать [31], что отношение сигнал шум/спектрометров с преобразованием Адамара увеличивается в g раз по сравнению с классическим, причем

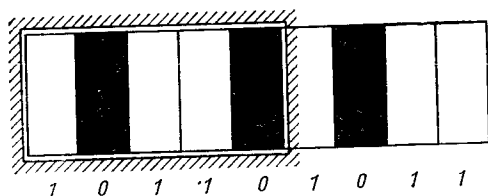


Рис. VII.57. Кодировущая маска

$$g = \frac{N+1}{2\sqrt{N}}. \quad (\text{VII.171})$$

Вид спектральной диаграммы, содержащей 126 щелей ($g = 5,6$), показан на рис. VII.58.

Спектрометр с преобразованием Адамара строится по оптической схеме классического спектрографа, где вместо фотопластины устанавливается маска. Излучение, прошедшее через прозрачные участки маски, должно собираться на один фотоприемник. Причем простое увеличение площади фотоприемника до размеров, соответствующих размеру маски, сведет на нет полученный в результате кодирования выигрыш из-за соответствующего увеличения шумов. Следовательно, прибор должен быть сконструирован таким образом, чтобы все излучение, прошедшее через маску, было собрано на площадку, не превышающую по размерам минимально

разрешаемый спектральный интервал. В этом случае удобна схема двойного монохроматора с вычитанием дисперсии, где вместо средней щели помещается маска. Подобная схема приведена на рис. VII.59. Здесь применена автоколлимационная схема двой-



Рис. VII.58. Спектральная диафрагма, содержащая 126 щелей

ного монохроматора. Выходящий из спектрометра световой поток должен пройти через участок щели, через который вводится свет в прибор, соседний с тем, за которым помещен фотоприемник. Для разведения пучков в спектрометре применены два плоских зеркала, установленных крышеобразно. Маска размещается в плоскости, делящей двугранный угол пополам. Результаты измерения обрабатываются с помощью встроенной малогабаритной ЭВМ.

В описанной схеме используется только световой поток, прошедший через маску. Если элементы маски изготовить в форме узких зеркальных полосок, то можно использовать и другую часть излучения, отраженную от маски. Выигрыш в отношении сигнал/шум при этом еще больше возрастает.

Логическим развитием идеи о применении пространственного кодирования в выходной фокальной плоскости классического спектрометра является кодирование одновременно как на входе, так и на выходе прибора. При этом можно получать дополнительную информацию об исследуемом излучении, например исследовать состояние поляризации или еще больше увеличить отношение сигнал/шум.

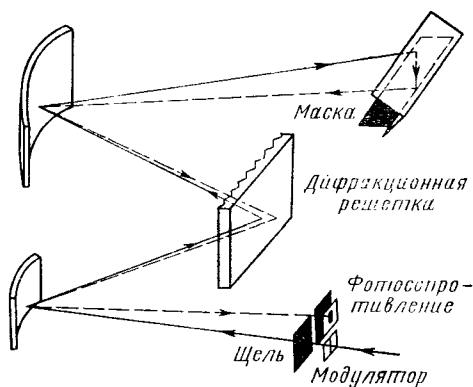


Рис. VII.59. Оптическая схема спектрометра с преобразованием Адамара

Лазерной спектроскопией называется одно из перспективных направлений в спектроскопических исследованиях, основанное на использовании в качестве источников излучения лазеров. Специфические свойства лазерного излучения, такие как высокая монохроматичность, большая спектральная плотность мощности и возможность перестройки частоты позволяют в значительной мере расширить возможности традиционных методов спектроскопии, а также решить принципиально новые задачи. К таким задачам можно отнести следующие.

1. *Достижение предела спектрального разрешения, определяемого уже не инструментальной шириной монохроматора, а естественным уширением линий исследуемого вещества.* Это особенно существенно для спектроскопии газов в инфракрасной области, где только на уникальных установках удавалось достичь спектрального разрешения порядка $0,01 \text{ см}^{-1}$ (фурье-спектрометры), тогда как с лазером, благодаря его высокой монохроматичности эта величина может быть порядка 10^{-6} см^{-1} , что примерно в 100 раз меньше доплеровской ширины спектральных линий. Кроме этого, с помощью специальных методов нелинейной лазерной спектроскопии [22], основанных, например, на явлении насыщения поглощения (уменьшение уровня поглощения при высоких интенсивностях излучения), стало возможным изучать тонкую структуру спектральных линий, скрытую для обычных линейных методов доплеровским уширением.

2. *Повышение предельной чувствительности спектрального анализа атомов и молекул.* С применением интенсивного лазерного излучения стало возможным повышение чувствительности таких спектроскопических методов, как флуоресцентный, оптико-акустический и др. Например, применение в ИК-области вместо монохроматизированного излучения теплового источника со спектральной излучательной способностью $L_\lambda = 4 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{ср}$ ($\nu = 5000 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\nu = 1 \text{ см}^{-1}$, при $T = 2000^\circ \text{ С}$) лазерного излучения с $L_\lambda \sim 10^6 \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{ср}$ (для лазера на He—Ne с выходной мощностью 30 мВт с $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$) позволяет примерно в 10^8 раз повысить чувствительность флуоресцентного метода, которая прямо пропорциональна L_λ . В результате с этим методом с помощью подобных лазеров можно определять абсолютную концентрацию атомов в газовой фазе до 10^2 атомов в 1 см^3 и относительную концентрацию молекулярных микропримесей в газах с помощью оптико-акустического метода до $10^{-8} \%$.

3. *Локальный спектральный анализ.* Высокая направленность и когерентность лазерного излучения позволяют сфокусировать его в чрезвычайно малые объемы, вплоть до λ^3 , где достигается очень высокая плотность мощности. Это дает возможность осуществлять спектральный анализ микроколичества веществ, находящихся в различных фазовых состояниях, а также путем ска-

нирования луча исследовать их спектральные свойства по всему объему с высоким пространственным разрешением.

4. *Дистанционный спектральный анализ.* Большая энергия, заключенная в лазерных импульсах, в сочетании с высокой направленностью излучения позволяют возбуждать молекулы на достаточном удалении от лазера (до сотен километров) и получать информацию об их составе и концентрации на основе приема вторичного излучения, обусловленного флуоресцентным, комбинационным и другими типами рассеяния. На основе этого принципа разработаны приборы — лидары, представляющие собой комбинацию мощного лазера, оптического телескопа и спектрометра, которые служат для исследования состава атмосферы и контроля загрязнений окружающей среды.

Особо следует отметить, что, основываясь на принципе избирательного поглощения излучения молекулами, можно осуществлять селективное воздействие мощным лазерным излучением на вещество с целью изменения его состава и свойств. Это направление, называемое активной лазерной спектроскопией, используется для разделения изотопов, исследования фотохимических реакций и ряда других физических процессов.

Лазеры с перестраиваемой частотой удобно применять в спектральных приборах, которые отличаются высоким спектральным разрешением и дают возможность обходиться без диспергирующего элемента. Аппаратная функция таких приборов, сканирование по спектру в которых осуществляется перестройкой частоты лазера, полностью определяется свойствами лазерного излучения. Полнота аппаратной функции, а следовательно, и спектральное разрешение такого прибора зависят от ширины спектра линии генерации лазера, а ее форма определяется характером распределения интенсивности излучения по спектру.

Для ознакомления с принципом работы и типами перестраиваемых лазеров можно рекомендовать обзор [22].

Рассмотрим основные методы лазерной спектроскопии.

Эмиссионный анализ. Здесь лазеры используются для испарения вещества пробы и возбуждения спектра, т. е. в сочетании со специальным микроскопом они играют роль обычного в спектральном анализе искрового или дугового источника возбуждения. Применение лазеров дает возможность проводить анализ в благоприятных по чистоте условиях, так как полностью отсутствует спектр электродов, обычно затрудняющий проведение анализа неметаллических проб. Возбуждая лазерную искру в газах, можно также анализировать газовые смеси без искажения результатов анализа загрязняющим действием стенок и электродов разрядной трубки, что играет особенно важную роль в газовом спектральном анализе.

При анализе твердых образцов применение лазеров позволяет осуществить локальный микроспектральный анализ. Испарение образцов происходит при фокусировке на их поверхность излу-

чения импульсного лазера, обычно твердотельного, к которому в данном случае не предъявляется требование перестройки частоты. В зависимости от энергии лазера, его расходимости и качества фокусировки испаряется $10^{-8}—2 \cdot 10^{-6}$ г вещества из кратера диаметром 20—200 мкм. Возбуждение осуществляется либо лазерным излучением в процессе испарения, либо электрическим разрядом через образовавшуюся плазму. Иногда практикуется предварительное испарение образца на электроды или на пластинку с последующим анализом напыленного слоя обычными спектральными методами.

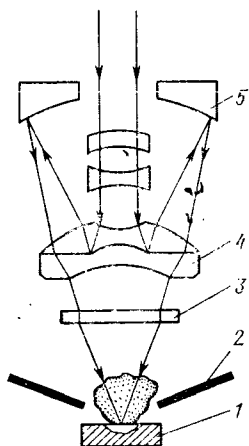
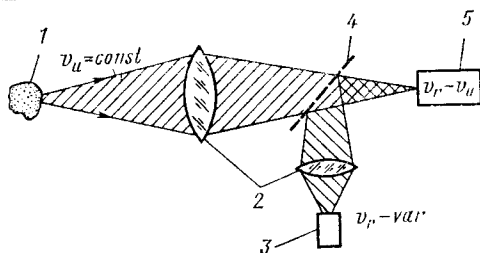


Рис. VII.60. Зеркально-линзовый микрообъектив $40 \times 0,5$ лазерного микроанализатора (фирма «Цейс»):

1 — образцы; 2 — угольные электроды; 3 — защитная пластинка; 4 — зеркально-линзовое звено; 5 — вогнутое зеркало

Рис. VII.61. Принципиальная схема лазерного спектрометра для эмиссионного анализа



Для фокусировки лазерного излучения используют модифицированные зеркально-линзовые микрообъективы (рис. VII.60) со сравнительно большими рабочими расстояниями (до 40 мм). Спектральный анализ возбужденной микроплазмы проводят на обычных спектрографах.

Абсолютная чувствительность промышленных установок достигает 10^{-9} г анализируемого вещества при относительной чувствительности определения отдельных элементов в нем порядка 0,01—0,1%. Кроме возбуждения эмиссионных спектров веществ с последующей спектрографической регистрацией, лазерное излучение находит применение в масс-спектрометрии для селективной ионизации молекул, что значительно повышает чувствительность и избирательность этого вида анализа.

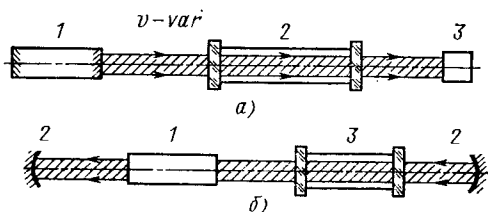
Лазерный спектрометр для эмиссионного анализа строится на основе принципа гетеродинного приема исследуемого излучения (рис. VII.61). Анализируемое излучение от источника 1 направляется с помощью согласующей линзы 2 на фотоприемник 5, где с помощью полупрозрачного зеркала 4 смешивается с излучением местного гетеродина 3. Сканирование по спектру осуществляется перестройкой частоты местного гетеродина, в качестве

которого наиболее удобно использовать компактные полупроводниковые лазеры. При близком совпадении частот гетеродина с частотой исследуемого излучения между ними возникают биеения, разностные частоты которых лежат обычно в радиодиапазоне. Регистрация этих частот и соответствующих им амплитуд сигналов позволяет получить информацию о спектральном составе исследуемого излучения.

Абсорбционный анализ. По сравнению с классическими абсорбционными спектрофотометрами, в которых для монохроматизации потока излучения служит монохроматор в сочетании с источником сплошного спектра (глобаром, штифтом Нернста и др.), в лазерных системах (рис. VII. 62, а) для этой цели используется непосредст-

Рис. VII.62. Схемы лазерных абсорбционных спектрометров с об-разцом:

а — вне резонатора (1 — перестраиваемый лазер; 2 — анализируемый образец; 3 — приемник излучения); б — внутри резонатора (1 — активная среда широкополосного лазера; 2 — зеркала резонатора; 3 — анализируемый образец)



венно монохроматическое излучение перестраиваемого лазера. Это дает перед обычной спектроскопией два главных преимущества: 1) возможность реализации предельного разрешения, определяемого собственным уширением линий поглощения, за счет очень малой ширины аппаратной функции лазерного спектрометра; 2) способность регистрировать слабые линии поглощения вследствие высокой спектральной плотности лазерного излучения. Эти преимущества предопределяют широкие возможности применения лазерных абсорбционных спектрометров в спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. Использование многоходовых кювет позволяет также проводить контроль микропримесей в газах с помощью лазерных спектрометров.

Дальнейшим развитием абсорбционной лазерной спектроскопии является высокочувствительный метод внутрирезонаторных селективных потерь (рис. VII.62, б). Он основан на помещении внутри резонатора многомодового лазера с широкой полосой усиления среды со слабым поглощением внутри этой полосы усиления. Моды, попавшие внутрь слабых линий поглощения, подавляются, т. е. происходит селективное тушение мод. Это приводит к образованию резких провалов в спектре излучения лазера, которые легко обнаружить с помощью обычного спектрографа.

Лазерные абсорбционные спектрометры используют также для анализа быстропротекающих процессов. Принцип скоростной лазерной спектроскопии основан на измерении интенсивности излучения импульсного лазера до и после прохождения через среду при одновременном сканировании по длине волны (частоте) в те-

чение импульса генерации. Это достигается в полупроводниковых лазерах подачей на диод токового импульса длительностью от 10^{-6} до 10^{-5} с. В течение этого импульса из-за постепенного разогрева кристалла (изменения показателя преломления) частота максимума генерации смещается на величину $3-8 \text{ см}^{-1}$.

Для этой же цели используют твердотельные лазеры на стекле с неодимом или рубине.

Оптико-акустический метод (рис. VII.63, а). Если поглощенная энергия в образце составляет очень малую часть от падающей (менее $0,1\%$), часто оказывается более удобным регистрировать непосредственно поглощенную энергию оптико-акустическим методом. Этот метод основан на использовании оптико-акустиче-

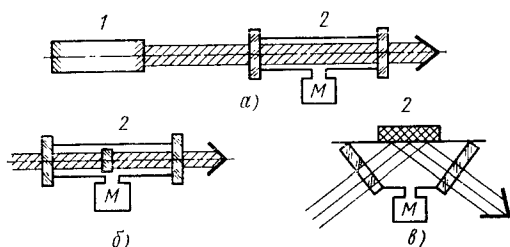


Рис. VII.63. Оптические схемы для оптико-акустического анализа:

а — газов; б — прозрачных диэлектриков; в — сильно поглощающих или хорошо отражающих образцов; 1 — лазер; 2 — газовая ячейка; М — микрофон

ского эффекта, проявляющегося в пульсациях давления газа в замкнутом объеме при поглощении модулированного на звуковой частоте потока радиации.

По сравнению с обычными источниками лазеры с их высокой спектральной интенсивностью существенно повысили предельную чувствительность оптико-акустического метода. Он позволяет при мощности излучения в 1 Вт регистрировать очень малый коэффициент поглощения в газе при атмосферном давлении, когда вся поглощенная энергия переходит в тепло, на уровне 10^{-9} см^{-1} . Это для многих молекул соответствует их относительному уровню концентрации в газовой смеси $10^{-6} - 10^{-8}\%$. Оптико-акустический эффект можно использовать и для анализа жидких и твердых образцов при возбуждении в них звуковых колебаний. Однако гораздо чувствительнее этот метод оказывается при регистрации звука не непосредственно в исследуемых образцах, а в находящемся вокруг них газе, формирование звука в котором происходит за счет процесса теплопередачи от поверхности образца. Наиболее перспективен такой метод для определения коэффициента пропускания прозрачных диэлектриков (приблизительно до 10^{-6} см^{-1}), помещаемых внутрь замкнутой камеры, заполненной каким-либо непоглощающим излучение газом (рис. VII.63, б). Кроме того, он эффективен в спектроскопии сильнопоглощающих сред (рис. VII.63, в), когда газ нагревается за счет поглощенной в образце мощности при отражении. По последней схеме можно

также исследовать уровень отражения от поверхностей металлов с высоким коэффициентом отражения.

Флуоресцентный метод. Этот метод основан на регистрации поглощенной из лазерного излучения энергии по возникающей флуоресценции возбужденных в образце частиц (рис. VII.64). Для анализа флуоресцентного излучения используют обычный монохроматор. Область применения флуоресцентного метода — квантовые переходы атомов и молекул, сопровождающиеся радиационным распадом возбужденных состояний. Как и в оптико-акустическом, чувствительность флуоресцентного метода повышается с увеличением мощности лазерного излучения и достигает 10^2 атомов в 1 см^3 для атомов Na при работе с лазером на крас-

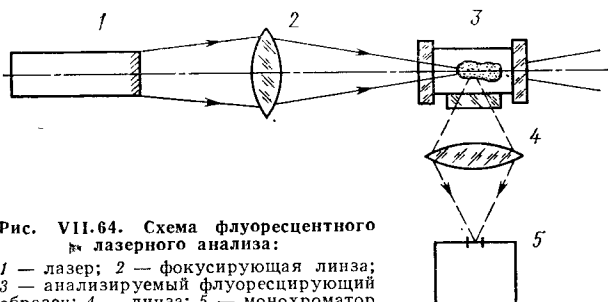


Рис. VII.64. Схема флуоресцентного лазерного анализа:

1 — лазер; 2 — фокусирующая линза; 3 — анализируемый флуоресцирующий образец; 4 — линза; 5 — монохроматор

телях. В пределе этот метод позволяет измерять одну частицу в возбуждаемом объеме.

Анализ по спектрам комбинационного рассеяния. Схема установки для проведения этого анализа такая же, как и для флуоресцентного (см. рис. VII.63). Высокая интенсивность и направленность лазерного излучения позволяют получать в очень малом сфокусированном пространственном объеме большие плотности излучения. Это дает возможность проводить анализ по спектрам комбинационного рассеяния с очень малыми количествами веществ (до 10^{-9} г). Для возбуждения спектров комбинационного рассеяния используют как непрерывные лазеры (например, на аргоне с мощностью около 10 Вт на длинах волн 0,4880 и 0,5145 мкм или на He—Ne с мощностью до 50 мВт на длине волны 0,6328 мкм), так и импульсные (на стекле с неодимом или рубиновые). Благодаря малой длительности импульса излучения (около 10^{-8} с) с такими лазерами можно получить хорошее временное разрешение спектральной аппаратуры, что важно для анализа короткоживущих продуктов и кинетики химических реакций.

Список литературы

1. Основная

1. Александров А. Я., Ахметзянов М. Х. Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела. М., Наука, 1973. 576 с.
2. Алексеев С. С. Цветоведение. М., Гизлегпром, 1949. 138 с.
3. Ашкенази Г. И. Цвет в природе и технике. М., Энергия, 1974. 87 с.
4. Белл Р. Д. Введение в Фурье-спектроскопию. М., Мир, 1975. 382 с.
5. Васильев Л. А. Теневые методы. М., Наука, 1968. 400 с.
6. Волкова Е. А. Поляризационные измерения. М., Изд-во стандартов, 1974. 127 с.
7. Городецкий Ю. Г. Конструкция, расчет и эксплуатация измерительных инструментов и приборов. М., Машиностроение, 1971. 371 с.
8. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. М., Мир, 1970. 364 с.
9. Гуревич М. М. Цвет и его измерение. М.—Л., АН СССР, 1950. 268 с.
10. Гуревич М. М. Введение в фотометрию. Л., Энергия, 1968. 244 с.
11. Гүторов М. М. Основы светотехники и источники света. М., Энергия, 1968. 392 с.
12. Дитчберн Р. Физическая оптика. М., Наука, 1965. 632 с.
13. Жевандров Н. Д. Поляризация света. М., Наука, 1969. 112 с.
14. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии. М., Наука, 1976. 392 с.
15. Захарьевский А. Н. Интерферометры. М., Оборонгиз, 1952. 296 с.
16. Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения/Под ред. Г. Н. Жижикина. М., Мир, 1972. 315 с.
17. Коломийцев Ю. В. Интерферометры. Л., Машиностроение, 1976. 296 с.
18. Кривошеев М. И., Кустарев А. К. Световые измерения в телевидении. М., Связь, 1973. 224 с.
19. Крупп Н. Я. Оптико-механические измерительные приборы. М.—Л., Машгиз, 1962. 272 с.
20. Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов. М., Машиностроение, 1975. 567 с.
21. Ландсберг Г. С. Оптика. М., Наука, 1976. 928 с.
22. Летохов В. С. Проблемы лазерной спектроскопии. — Успехи физических наук. Т118, 1976, № 2, с. 199.
23. Микроскопы (Авт. Г. Е. Скворцов, В. А. Попов, Н. И. Поляков, Л. А. Федин), Л., Машиностроение, 1969. 511 с.
24. Нагибина И. М., Прокофьев В. К. Спектральные приборы. Л., Машиностроение, 1967. 325 с.
25. Нагибина И. М. Интерференция и дифракция света. Л., Машиностроение, 1974. 358 с.
26. Панов В. А., Андреев Л. Н. Оптика микроскопов. Л., Машиностроение, 1976. 432 с.
27. Пейсахсон И. В. Оптика спектральных приборов. Л., Машиностроение, 1975. 312 с.

28. Скоков И. В. Многолучевые интерферометры. М., Машиностроение, 1969. 248 с.
29. Тарасов К. И. Спектральные приборы. Л., Машиностроение, 1977. 368 с.
30. Тиходеев П. М. Световые измерения в светотехнике. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962. 464 с.
31. Толмачев Ю. А. Новые спектральные приборы. Принцип работы. Л., ЛГУ, 1976. 128 с.
32. Топорец А. С. Монохроматоры. М., Гостехиздат, 1955. 264 с.
33. Турыгин И. А. Прикладная оптика. Т. I. М., Машиностроение, 1965. 362 с.
34. Турыгин И. А. Прикладная оптика. Т. II. М., Машиностроение, 1966. 432 с.
35. Франсон М. Фазово-контрастный и интерференционный микроскопы. М., Физматгиз, 1960. 180 с.
36. Шерклифф К. Поляризованный свет. М., Мир, 1965. 264 с.
37. Якушенков Ю. Г. Основы оптико-электронного машиностроения. М., Советское радио, 1977. 270 с.

II. Дополнительная

38. Андреева С. Н., Ванюрихин А. И., Тронько В. Д. Поляризационный однокоординатный автоколлиматор. — Оптико-механическая промышленность, 1973, № 7, с. 41.
39. Бегунов Б. Н., Заказнов Н. П. Теория оптических систем. М., Машиностроение, 1973. 488 с.
40. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., Наука, 1970. 856 с.
41. Вавилов С. И. О теплом и холодном свете. М., АН СССР, 1961. 157 с.
42. Воронцов В. К., Полухин П. И. Фотопластичность. М., Металлургия, 1969. 400 с.
43. Вулих Б. З. Введение в функциональный анализ. М., Физматгиз, 1958. 352 с.
44. Гильсон Г., Хендра П. Лазерная спектроскопия КР в химии. М., Мир, 1973. 306 с.
45. Грейм И. А. Оптические отсчетные системы в приборостроении и машиностроении. М.—Л., Машгиз, 1963. 239 с.
46. Дамникова Т. А., Лапин А. П. Установка для контроля разности хода при изготовлении четвертьволновой пластинки. — Оптико-механическая промышленность, 1974, № 7, с. 39.
47. Иванова Н. В., Лейкин М. В. Малогабаритный переносной поляриметр ИГ-86. — Оптико-механическая промышленность, 1971, № 7, с. 27.
48. Мешков В. В. Основы светотехники. М.—Л., Госэнергоиздат, 1957. 352 с.
49. Оптико-механические приборы (С. Г. Бабушкин, М. Г. Беркова, К. Р. Гольдина и др.). М., Машиностроение, 1965. 366 с.
50. Оптические приборы в машиностроении. (М. И. Апенко, И. П. Араев, В. А. Афанасьев и др.). М., Машиностроение, 1974. 240 с.
51. Эйдинов В. Я. Измерение углов в машиностроении. М., Стандартгиз, 1963. 302 с.
52. Электронно-оптические преобразователи, усилители лучистых потоков и диссекторы для научных исследований/Под ред. Б. М. Степанова. М., Атомиздат, 1977. 310 с.

Оглавление

Предисловие	3
Введение	5

Глава I

Микроскопы

§ 1. Основные положения теории микроскопа	7
§ 2. Разрешающая способность микроскопа	12
§ 3. Объективы микроскопов	15
§ 4. Окуляры микроскопов	18
§ 5. Методы освещения препаратов	20
§ 6. Фазово-контрастные и интерференционные методы в микро- скопии	24
§ 7. Микропроекция и микрофотография	31
§ 8. Механические узлы и принадлежности микроскопов	33
§ 9. Биологические микроскопы	37
§ 10. Ультрафиолетовые микроскопы	41
§ 11. Инфракрасные микроскопы	43
§ 12. Люминесцентные микроскопы	48
§ 13. Поляризационные микроскопы	49
§ 14. Телевизионные микроскопы	51
§ 15. Голографические микроскопы	52

Глава II

Измерительные оптические приборы

§ 1. Основы технических измерений	55
§ 2. Приборы для относительных линейных измерений	60
§ 3. Приборы для абсолютных линейных измерений	72
§ 4. Приборы для измерения углов	90
§ 5. Проекционные приборы	98
§ 6. Измерительные микроскопы	107
§ 7. Фотоэлектронные методы автоматического контроля размеров изделий в машиностроении	113

Глава III

Интерференционные и теневые приборы

§ 1. Основы теории интерферометров	117
§ 2. Элементы геометрической теории интерферометров	125
§ 3. Интерференция в пластинах	127

§ 4. Методы регистрации интерференционной картины	13
§ 5. Основы многолучевой интерференции в пластинках	134
§ 6. Интерферометры для измерения длин	139
§ 7. Интерферометры для контроля формы поверхностей	143
§ 8. Интерферометры для измерения высоты микронеровностей	149
§ 9. Интерферометры для определения показателя преломления жидкостей и газов	155
§ 10. Интерферометры для исследования неоднородностей прозрачных объектов	159
§ 11. Интерферометры сдвига	168
§ 12. Голографические интерферометры	171
§ 13. Особенности двухлучевых интерферометров, работающих в белом свете	173
§ 14. Основные требования к конструкции интерферометров	175
§ 15. Технические требования к конструкции интерферометров	177

Глава IV Поляризационные приборы

§ 1. Двойное лучепреломление	182
§ 2. Дихроизм	188
§ 3. Поляризация лучей диэлектриком при отражении	191
§ 4. Поляризация лучей диэлектриком при отражении	193
§ 5. Газовые пластины, компенсаторы	197
§ 6. Вращение плоскости поляризации	201
§ 7. Искусственная анизотропия	206
§ 8. Поляризационная аппаратура	210

Глава V Фотометрические приборы

§ 1. Энергетические и светотехнические величины	223
§ 2. Прохождение излучения через оптические среды	235
§ 3. Излучение равноярких поверхностей	243
§ 4. Источники света, применяемые в фотометрах	245
§ 5. Основы фотометрии	248
§ 6. Светофильтры	255
§ 7. Визуальные методы фотометрии	266
§ 8. Объективные методы фотометрии	280

Глава VI Спектральные приборы

Глава VII Спектральные приборы

§ 1. Назначение спектральных приборов. Виды спектрального анализа	286
§ 2. Основные характеристики спектральных приборов	301
§ 3. Классификация спектральных приборов	305