

Boxoft Image To PDF Demo. Purchase from  
www.Boxoft.com to remove the watermark

А.С.ТОПОРЕЦ

А.С.ТОПОРЕЦ МОНОХРОМАТОРЫ

МОНОХРОМАТОРЫ

А. С. ТОПОРЕЦ

# МОНОХРОМАТОРЫ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ЭБ "Научное наследие России" МОСКВА 1955

*Топорец Аркадий Сергеевич*  
Монохроматоры

Редактор *Л. И. Орлова*

Техн. редактор *К. М. Волчок*

Корректор *А. И. Исакова*

---

Сдано в набор 6/IX 1955 г. Подписано к печати 30/XI 1955 г. Бумага 84×108/<sub>32</sub>  
Физ. печ. л. 8,25. Усл. печ. л. 13,53. Уч.-изд. л. 13,78. Тираж 3000 экз. Т-08437.  
Цена 8 р. 90 к. Заказ № 653

---

Государственное издательство технико-теоретической литературы  
Москва, В-71, Б. Калужская ул., 15

---

Министерство культуры СССР. Главное управление полиграфической  
промышленности. 4-я тип. им. Евг. Соколовой.

ЭБ "Научное наследие России" Ленинград, Измайловский пр., 29.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	5
<b>Глава 1. Введение</b>	
§ 1. Понятие монохроматический свет . . . . .	7
§ 2. Способы монохроматизации света . . . . .	13
§ 3. Применение монохроматического света . . . . .	15
<i>Литература</i> . . . . .	19
<b>Глава 2. Материалы для изготовления оптических систем</b>	
§ 4. Оптическое стекло . . . . .	21
§ 5. Кварц . . . . .	31
§ 6. Флюорит . . . . .	39
§ 7. Кристаллы щелочно-галоидных солей . . . . .	42
§ 8. Металлические покрытия . . . . .	49
<i>Литература</i> . . . . .	54
<b>Глава 3. Диспергирующие системы (призмы)</b>	
§ 9. Угол наименьшего отклонения . . . . .	56
§ 10. Дисперсия призмы . . . . .	59
§ 11. Потери света в призме . . . . .	61
§ 12. Различные типы диспергирующих систем . . . . .	65
<i>Литература</i> . . . . .	77
<b>Глава 4. Проектирующие системы</b>	
§ 13. Идеальная оптическая система . . . . .	78
§ 14. Аберрации . . . . .	82
§ 15. Сферическая аберрация . . . . .	83
§ 16. Аберрации наклонных пучков . . . . .	88
§ 17. Хроматические аберрации . . . . .	97
§ 18. Дифракционное изображение точки . . . . .	99
§ 19. Исправленные оптические системы . . . . .	103
<i>Литература</i> . . . . .	119
<b>Глава 5. Призменные спектральные приборы</b>	
§ 20. Основные типы спектральных приборов . . . . .	120
§ 21. Линейная дисперсия . . . . .	122
§ 22. Дифракционное изображение щели . . . . .	124

§ 23.	Разрешающая способность спектрального прибора . . . . .	130
§ 24.	Увеличение спектрального прибора . . . . .	136
§ 25.	Лучистый поток — сложный и монохроматический . . . . .	138
§ 26.	Искривление изображения щели призмой . . . . .	146
§ 27.	Освещение щели спектрального прибора . . . . .	149
<i>Литература</i> . . . . .		158
<b>Глава 6. Монохроматоры</b>		
§ 28.	Основные характеристики монохроматоров . . . . .	159
§ 29.	Спектральная ширина выделяемых монохроматором пучков . . . . .	160
§ 30.	Пропускание монохроматора и мощность выделяемых им пучков . . . . .	173
§ 31.	Типы монохроматоров . . . . .	183
§ 32.	Основные механические узлы монохроматоров . . . . .	196
§ 33.	Юстировка и градуировка монохроматоров . . . . .	205
<i>Литература</i> . . . . .		215
<b>Глава 7. Двойные монохроматоры</b>		
§ 34.	Общая характеристика . . . . .	216
§ 35.	Спектральный интервал, выделяемый двойным монохроматором . . . . .	220
§ 36.	Распределение энергии на выходной щели и лучистый поток . . . . .	223
§ 37.	Различные конструкции двойных монохроматоров . . . . .	228
§ 38.	Многощелевые монохроматоры . . . . .	240
<i>Литература</i> . . . . .		245
<b>Глава 8. Фокальные монохроматоры</b>		
§ 39.	Принцип фокальной монохроматизации . . . . .	246
§ 40.	Спектральный интервал, выделяемый фокальным монохроматором . . . . .	247
§ 41.	Лучистый поток . . . . .	254
§ 42.	Типы фокальных монохроматоров . . . . .	256
<i>Литература</i> . . . . .		262
Предметный указатель . . . . .		263

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Оптические монохроматоры имеют примерно полувековую историю. Они появились позже спектроскопа и спектрографа и вначале имели сравнительно ограниченное распространение. В настоящее время область применения монохроматоров сильно расширилась. Этому в значительной мере способствовала успешная разработка объективных приемников излучения, особенно фотоэлементов. Монохроматор теперь можно встретить не только в научно-исследовательской лаборатории, но и в заводской установке, контролирующей процесс производства.

Систематического описания монохроматоров ни в отечественной, ни в иностранной литературе нет. Это обстоятельство и послужило основанием для написания книги.

Книга содержит восемь глав. Первая глава — вводная. Следующие три главы имеют вспомогательное значение: в них рассматриваются свойства материалов для оптических систем, а также сами системы — диспергирующая и проектирующая. В пятой главе содержатся некоторые общие вопросы теории спектральных приборов, последние три главы посвящены собственно монохроматорам.

Книга не исчерпывает всего того, что можно было бы написать о монохроматорах. Автор ставил себе более скромную задачу — дать в ней основные сведения, необходимые для понимания работы наиболее распространенных типов монохроматоров, основанных на явлении дисперсии. Приборы с дифракционными решетками в книге не рассматриваются по той причине, что опыт работы с ними еще очень мал.

Как первая попытка систематизации материала о монохроматорах книга, повидимому, не лишена недостатков. Автор будет благодарен за все замечания и критику.

За просмотр отдельных глав и критические замечания автор выражает благодарность члену-корреспонденту АН СССР Т. П. Кравцу, профессору В. К. Прокофьеву, профессору Г. Г. Слюсареву и профессору Э. В. Шпольскому, просмотревшему всю рукопись.

*Автор*

## ГЛАВА I

### ВВЕДЕНИЕ

#### § 1. Понятие „монохроматический свет“

Свет, как и всякое электромагнитное излучение, имеет двойственный характер. С одной стороны, он проявляет себя как некоторый периодический, или волновой, процесс, в результате которого происходит перенос энергии из одних мест пространства в другие. Волновая природа света обнаруживается в таких хорошо известных явлениях, как интерференция и диффракция.

С другой стороны, существуют такие явления, в которых проявляется вторая сторона электромагнитного излучения, — его квантовый характер. Сюда следует отнести прежде всего процессы излучения и поглощения электромагнитных излучений.

В соответствии с этими двумя проявлениями электромагнитного излучения оно может быть охарактеризовано либо волновыми, либо квантовыми понятиями. Так, на языке волновой оптики мы можем говорить о периоде ( $T$ ) или частоте световых колебаний ( $\nu$ ), длине волны ( $\lambda$ ) и скорости распространения ( $c$ ). Эти величины связаны между собой соотношением:

$$\nu \cdot \lambda = c. \quad (1.1)$$

В то же время каждое электромагнитное излучение можно охарактеризовать чисто квантовым понятием — величиной кванта энергии

$$\epsilon = h\nu. \quad (1.2)$$

Между этими основными понятиями двух теорий существует связь: величина кванта энергии электромагнитного излучения (света) прямо пропорциональна частоте колебаний.



Частота колебания и длина волны могут служить индивидуальными характеристиками излучения. Первая характеризует *периодичность* электромагнитного излучения *во времени*, вторая — *периодичность в пространстве*. Временная характеристика излучения — частота — не зависит от того, в какой среде излучение распространяется. Только в тех случаях, когда излучающая система и наблюдатель, воспринимающий излучение, находятся в относительном движении с достаточно большой относительной скоростью, происходит изменение частоты воспринимаемого наблюдателем излучения (явление Доплера).

Иначе обстоит дело со второй индивидуальной характеристикой электромагнитного излучения — длиной волны. Известно, что длина волны меняется при переходе излучения из одной среды в другую. Это изменение является свидетельством того, что между излучением и средой существует взаимодействие. Одна из основных величин физической оптики — показатель преломления — является самым общим количественным выражением этого взаимодействия. Если длина волны излучения в пустоте  $\lambda_0$ , то в другой, отличной от пустоты среде, она будет равна  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ , где  $n$  — показатель преломления этой среды.

Соотношение (1.1) является универсальным и имеет один и тот же вид, в какой бы среде электромагнитное излучение ни распространялось. Поэтому с изменением длины волны должно происходить и изменение скорости распространения, т. е.

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{c}{c'} = n. \quad (1.3)$$

Частоты электромагнитных излучений, с которыми имеет дело оптика, чрезвычайно велики, поэтому непосредственное их измерение сопряжено с большими трудностями и пока что практически невозможно.

В оптике разработаны весьма точные методы измерения длин волн. Вместе с тем и скорость света измерена также с большой точностью. Поэтому частота обычно находится по известной длине волны и скорости распространения из соотношения (1.1).

Спектр электромагнитных излучений, доступный изучению современными оптическими методами, простирается примерно

от  $3 \cdot 10^{17}$  сек.<sup>-1</sup> до  $1,5 \cdot 10^{12}$  сек.<sup>-1</sup> В длинах волн этот спектр занимает область от  $10 \cdot 10^{-8}$  см до  $2 \cdot 10^{-2}$  см \*).

Частоты и длины волн излучений могут измеряться различными единицами. Так, например, длину волны зеленой линии ртути можно выразить следующим образом:

$$5461 \text{ \AA} = 546,1 \text{ м.мк} = 0,5461 \text{ мк} = 546,1 \cdot 10^{-7} \text{ см.}$$

Все эти единицы: ангстрем, миллимикрон, микрон и сантиметр — имеют одинаковое право на употребление при выражении длин волн, и предпочтение, которое может быть отдано той или другой единице, определяется только соображениями удобства обращения. Поэтому обычно длины волн в ультрафиолетовой и видимой областях спектра чаще всего выражают в ангстремах и миллимикронах, а в инфракрасной — в микронах.

Что касается частот, то их выражение зависит от того, какая единица положена в основу измерения времени. Вышеприведенные значения частот оптического спектра получаются, когда время измеряется в секундах. Если же за единицу времени принять  $10^{-12}$  сек., то частоты будут выражаться в так называемых френелях ( $\nu_f$ ).

Кроме того, в спектроскопии пользуются волновыми числами. Волновое число является величиной, обратной длине волны в пустоте ( $\nu = \frac{1}{\lambda_0}$ ), и выражается в обратных сантиметрах ( $\text{см}^{-1}$ ). Легко видеть, что волновое число показывает, сколько длин волн укладывается в одном сантиметре в пустоте, и отличается от частоты, выраженной в обратных секундах ( $\text{сек.}^{-1}$ ), постоянным множителем  $3 \cdot 10^{10}$  см/сек. Для примера выразим частоты электромагнитных колебаний, ограничивающих видимый спектр, в различных единицах:

$$7,5 \cdot 10^{14} \text{ сек.}^{-1} \text{ или } 750 \text{ френелей или } 25\,000 \text{ см}^{-1}$$

$$4,0 \cdot 10^{14} \text{ сек.}^{-1} \text{ или } 400 \text{ френелей или } 13\,300 \text{ см}^{-1}.$$

Между различными единицами частоты существует простая зависимость:

$$\nu_{\text{сек.}^{-1}} = \nu_f \cdot 10^{12} = \nu_{\text{см}^{-1}} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$$

\*). В дальнейшем под термином „свет“ мы будем понимать всю эту область.

Электромагнитное излучение, характеризующееся определенной частотой или длиной волны, носит название *монокроматического*. Теоретически его можно представить в виде некоторой периодической функции, т. е. функции, удовлетворяющей условию

$$f(t + mT) = f(t)$$

при любых целых значениях  $m$ ;  $T$  есть период функции  $f(t)$ . Из этого определения следует, что периодическая функция  $f(t)$  должна изображаться безграничной кривой, не имеющей ни начала, ни конца, т. е., что процесс излучения должен иметь бесконечную длительность. Между тем из опытов по интерференции света для больших разностей хода известно, что при элементарном акте излучения испускается не бесконечная, а ограниченная последовательность волн. Если даже эту последовательность представить в виде точной синусоиды с совершенно правильным периодом, то согласно теореме Фурье, такая ограниченная во времени синусоида должна соответствовать целому спектру, т. е. совокупности синусоид с различными периодами, амплитудами и фазами.

К такому же выводу мы придем, рассматривая процесс излучения с точки зрения квантовых представлений.

По квантовой теории для возникновения строгого монокроматического излучения необходимо, чтобы уровни энергии, между которыми осуществляется переход, сопровождающийся излучением, были идеально узкими. Однако даже в случае уединенного, не подвергающегося внешним воздействиям атома энергетические уровни имеют ширину, отличную от нуля, и излучение атома за конечный промежуток времени будет размыто в пределах некоторого  $\Delta\lambda$ .

Обычно спектральной линии приписывают естественную полуширину, представляющую собою спектральный интервал, на границах которого интенсивность линии равна половине интенсивности в максимуме. Классическая оптика дает для этого интервала значение

$$\Delta\lambda = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}.$$

Эта величина и могла бы считаться предельной для ширины спектрального интервала элементарных излучений. Но имеются еще и другие причины, влияющие на ширину спектральной линии и определяемые условиями существования

излучающего вещества. Во-первых, ширина линии увеличивается за счет явления Допплера; во-вторых, этому же способствует взаимодействие излучающих атомов, приводящее к некоторому размытию уровней энергии атома, т. е. к расширению линии.

Существующее деление спектров на линейчатые и сплошные указывает на качественное различие не только излучений, но и самих излучателей. Известно, что линейчатые спектры получаются только от источников, находящихся в газообразном или парообразном состоянии. В этом случае каждая элементарная излучающая система — атом или молекула — подвержена сравнительно слабым воздействиям со стороны других атомов или молекул, и отдельные акты излучения сохраняют еще свои индивидуальные черты: излучения группируются в сравнительно узких спектральных интервалах только около некоторых точек непрерывной шкалы излучений. Напротив, усиление внешних воздействий на излучающую систему приводит к расширению линий и даже к появлению сплошного спектра. Это особенно хорошо наблюдается у газосветных источников при различных давлениях. При малых давлениях газа спектр — чисто линейчатый и линии достаточно узки, при больших давлениях линии расширяются и появляется сплошной фон. При этом наблюдается еще одно интересное явление: некоторые линии самообращаются. Самообращение обычно происходит только в средней части линии, края линии остаются. Этот экспериментальный факт является наиболее ярким доказательством того, что спектральная линия имеет структуру и не является элементарным монохроматическим образованием.

Таким образом и теоретические соображения и данные опыта убеждают нас в том, что *излучение не может быть монохроматическим в строгом смысле этого слова по самой своей природе.*

Но если не существует отдельных монохроматических излучений, то возникает вопрос, нельзя ли соответствующим прибором выделить их из сплошного спектра. Оказывается, что это также невозможно по той причине, что монохроматическое излучение, выделенное из сплошного спектра, имея бесконечно малую спектральную ширину, должно обладать нулевой энергией и, следовательно, не может быть зарегистрировано (измерено).

Спектральные приборы даже очень высокой разрешающей силы выделяют излучения конечной спектральной ширины. Поэтому понятие „монохроматический свет“, употребляемое в экспериментальной практике, имеет условный и относительный характер. Экспериментальная практика вкладывает в это понятие значительно более обширное содержание, чем это следует из строгого теоретического определения. Нередко монохроматическим светом называют пучки некоторой спектральной ширины. Отсюда возникает необходимость ввести меру монохроматичности света, которая позволяла бы количественно характеризовать спектральную чистоту так называемых монохроматических пучков, а вместе с тем и монохроматизационную способность прибора, с помощью которого они получены.

Установленной меры монохроматичности не существует. Понятие разрешающей силы, принятое для характеристики спектрографов, не может служить мерой монохроматичности, так как оно характеризует только прибор, а не излучение. Ширина спектрального интервала, выраженная в частотах или в длинах волн, также не может точно характеризовать степень монохроматичности света; будучи одинаковой по абсолютной величине, эта ширина в разных участках спектра будет иметь различное относительное значение. Поэтому, как нам кажется, целесообразно пользоваться понятием относительной спектральной ширины, которая для бесконечно узкого спектрального интервала выразится как отношение

$$\frac{d\lambda}{\lambda}.$$

Для спектрального интервала конечной ширины можно написать:

$$\mu = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda} = \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}. \quad (1.4)$$

В идеальном случае, когда  $\lambda_1 = \lambda_2$ ,  $\mu = 0$ . Отсюда видно, что  $\mu$  выражает собою отклонение от идеальной монохроматичности. Чем меньше эта величина, тем ближе монохроматичность данного пучка к идеальной.

Если измерять спектральный интервал  $\nu$  в частотах, то введенная величина  $\mu$  выразится так:

$$\mu = \ln \frac{\nu_1}{\nu_2}. \quad (1.5)$$

Из сопоставления (1.4) и (1.5) видно, что  $\mu$  по шкале частот имеет такое же выражение, как и по шкале длин волн \*).

## § 2. Способы монохроматизации света

Имея в виду условность укрепившегося в практике понятия „монохроматический свет“, рассмотрим способы и приемы, позволяющие выделять из широкого спектра излучений отдельные более или менее узкие участки.

Получение таких квазимонохроматических пучков может быть осуществлено различными способами. Все они основаны на взаимодействии света и вещества и могут быть охвачены следующими известными явлениями: а) дисперсией, б) диффракцией, в) интерференцией, г) селективным поглощением, д) селективным отражением.

Распространенность, а также эффективность перечисленных способов монохроматизации света далеко не одинаковы.

Приемы монохроматизации, основанные на дисперсии света веществом, имеют, пожалуй, наибольшее распространение и ведут свою историю еще со времен Ньютона. Сюда следует отнести все призмные спектральные приборы: спектроскопы, спектрографы, монохроматоры.

К этой же группе следует отнести прием выделения монохроматических пучков, основанный на различии дисперсий двух разных веществ, находящихся в тесном контакте. Это — фильтры Христиансена и Брумберга [1, 2].

Диффракционные способы монохроматизации стали применяться также сравнительно давно, но по ряду причин широкого распространения пока не получили.

Явление интерференции используется в приборах высокой разрешающей силы для разделения излучений, расположенных очень близко друг к другу, например, для изучения тонкой структуры спектральных линий. Обычно эти интерференционные приборы применяются в сочетании с монохроматорами, дающими предварительное разложение.

Другой разновидностью этого способа являются интерференционные и интерференционно-поляризационные фильтры,

\*) Введенное нами понятие „степени монохроматичности света“ находит свое обоснование в последних работах, предлагающих новый способ изображения распределения мощности излучения по спектру (см., например, [17]).

Таблица 1

Приемы монохроматизации и приборы	$\mu$	Спектральная область применения			
		ультра- фиоле- товая	видимая	близкая инфра- красная	инфра- красная
Дисперсия:					
а) призмные монохроматоры . . . . .	$10^{-4}$ — $10^{-9}$	+	+	+	+
б) фокальные монохроматоры . . . . .	$10^{-2}$ — $10^{-1}$	+	+	—	+
в) фильтры Брумберга	$3 \cdot 10^{-2}$	+			
г) фильтры Христиансена . . . . .	$5 \cdot 10^{-2}$		+	—	+
Диффракция:					
монохроматоры с диффракционными решетками	$10^{-4}$ — $10^{-9}$	+	+	+	+
Интерференция:					
а) приборы высокой разрешающей способности . . . . .	до $10^{-6}$	+	+	+	—
б) интерференционные фильтры . . . . .	$10^{-2}$ — $5 \cdot 10^{-2}$	—	+	+	—
в) интерференционно-поляризационные фильтры . . . . .	$8 \cdot 10^{-5}$ — $5 \cdot 10^{-8}$		+		
Селективное пропускание:					
абсорбционные фильтры	$10^{-1}$	+	+	—	—
Селективное отражение:					
метод остаточных лучей	$10^{-1}$	—	—	—	+

появившиеся совсем недавно и нашедшие уже применение при решении различных задач.

Приемы монохроматизации, основанные на селективном пропускании (поглощении), находят широкое применение в виде различного рода твердых и жидких абсорбционных светофильтров.

Значительно реже используется для целей монохроматизации селективное отражение. Здесь можно указать только на так называемый „метод остаточных лучей“, применяющийся главным образом в инфракрасной области.

В табл. 1 перечисленные способы сопоставлены по их монохроматизационной способности и указаны спектральные области их применения.

### § 3. Применение монохроматического света

Монохроматический свет применяется в самых разнообразных задачах, решаемых с помощью оптических методов исследования. Все эти задачи можно разбить на два основных класса: а) задачи, связанные с процессом *излучения* света, и б) задачи, связанные с процессами, происходящими *при взаимодействии света и вещества*. Изучение этих процессов имеет не только научное, но и практическое значение, так как позволяет применять найденные закономерности для анализа вещества и для контроля при его обработке. Рассмотрим некоторые наиболее распространенные задачи, связанные с применением монохроматических излучений.

**Задачи, связанные с изучением процессов излучения света.** Здесь прежде всего следует указать на задачи, связанные с излучением элементарных излучателей — атомов или молекул. К задачам этой области относятся: *анализ спектров*, имеющий целью изучение строения излучающих центров, и *спектральный анализ* веществ по атомным и молекулярным спектрам испускания, применяемый также для целей контроля [3, 4].

Требования к степени монохроматизации в этих задачах достаточно разнообразны. В одних случаях требуется одновременное изучение некоторого спектра частот, часто в весьма широком интервале. Это осуществляется при помощи спектрографов, позволяющих получать требуемый интервал частот



В других задачах достаточно выделения небольших спектральных интервалов, например, при решении аналитических задач по отдельным наиболее характерным линиям изучаемых химических элементов. В этих случаях могут быть применены соответствующие монохроматоры и даже светофильтры.

Особую группу задач этой области составляют астрофизические задачи, получающие в последнее время все большее развитие.

Наряду с обычными методами анализа при помощи спектрографов разных типов в астрофизических исследованиях начинает применяться весьма перспективная методика фотографирования небесных тел в излучениях только одного химического элемента, например водорода [6]. Относительно простым и удобным способом монохроматизации в этих задачах является применение фильтров. Так, при фотографировании Солнца в лучах линии водорода  $H_{\alpha}$  к степени монохроматизации предъявляются очень высокие требования вследствие наличия сплошного спектра излучений диска Солнца. Эти требования успешно удовлетворяются при помощи интерференционно-поляризационных фильтров.

Применение таких фильтров, представляющих весьма сложные приборы, вошло в астрономические наблюдения недавно, но уже позволило получить ряд ценных научных результатов. Так, с фильтром, выделяющим спектральный участок шириной  $2 \text{ \AA}$ , был получен ряд фотографий, показывающих последовательное развитие протуберанцев на поверхности Солнца [6]. Другой, более совершенный фильтр, выделяющий всего  $0,5 \text{ \AA}$  [7], с успехом применяется для изучения не только края, как в предыдущем случае, но и диска Солнца.

В некоторых задачах требования к степени монохроматизации могут быть менее строгими. Например, при фотографировании туманностей в излучениях той же линии  $H_{\alpha}$  достаточно применения более простых фильтров, представляющих собою комбинацию фильтров интерференционных с абсорбционными [8].

В задачах, связанных с энергетическим изучением сплошного спектра как прямых излучений, так и рассеянных, к монохроматизирующим системам могут предъявляться также различные требования. В задачах метрологического характера требуется не только достаточная степень монохроматизации,

но и отсутствие паразитных излучений. Обычно эти требования выполняются применением двойных монохроматоров [9]. Напротив, в другом крайнем случае, когда требуется только ориентировочное суждение об относительном изменении спектрального распределения мощности излучения (например, при изучении колебаний спектрального состава дневного света и прозрачности атмосферы в зависимости от атмосферных условий), достаточно применения более или менее широкополосных фильтров [10].

К этой же группе относится задача оптической пирометрии — измерение температур источников света на основе применения законов излучения черного тела и измерения спектральных яркостей черного тела при двух различных температурах: известной и искомой. В выражение закона излучения входит длина волны, поэтому измерения должны производиться в монохроматическом свете. Один из приемов, применяемых для этой цели, состоит в следующем: свет, исходящий от каждого из сравниваемых источников, разлагают в спектр и из него выделяют узкую спектральную область, заключенную между двумя хорошо известными длинами волн. Приборы, служащие для этой цели, включают в себя монохроматоры и называются спектропирометрами [11].

Наряду с такими прецизионными существуют и упрощенные оптические пирометры, в которых сравниваемые излучения пропускаются через абсорбционные фильтры с довольно широкой полосой пропускания.

**Задачи, связанные с изучением процессов взаимодействия света и вещества.** К задачам, связанным с *поглощением света*, относятся: *анализ спектров* поглощения, имеющий целью изучение строения поглощающих центров и природы процесса поглощения, и *спектральный анализ* по спектрам поглощения [12], включающий в себя две задачи: а) анализ структуры поглощающего вещества и б) определение концентрации вещества в растворе.

Указанные задачи как исследовательского, так и аналитического характера решаются путем измерения коэффициентов поглощения или диффузного отражения в различных участках спектра. Чрезвычайное разнообразие объектов, обладающих избирательным поглощением во всех областях оптического спектра, приводит к разнообразию требований в отношении степени монохроматизации. Так, при концентрационном

анализе можно пользоваться сравнительно широкими спектральными интервалами; напротив, при спектрофотометрировании веществ с крутым спектральным ходом коэффициента поглощения требования к степени монохроматизации должны быть достаточно высокими. Поэтому наряду с прецизионными спектрофотометрами здесь находят применение и приборы упрощенного типа с абсорбционными светофильтрами.

В тех случаях, когда объект недоступен непосредственному изучению в лаборатории, применяется метод фотографирования в отдельных участках (зонах) спектра. Он позволяет выявлять различия в спектральном ходе диффузного отражения, а следовательно, и поглощения объекта.

Известен ряд применений спектрозональной фотографии в различных областях народного хозяйства и науки — при аэросъемке различных ландшафтов [13], в археологии и др.; особенно широкое развитие получил этот метод в гистологии в связи с применением ультрафиолетового микроскопа и принципа цветовой трансформации [14].

С поглощением света связаны явления фотолюминесценции и фотоэффект. Одним из весьма важных вопросов их изучения является определение спектральной зависимости выхода этих процессов. При этом в случае люминесценции спектральному изучению подвергается не только возбуждающая радиация, но и возбуждаемая. Монохроматизация возбуждающей радиации обычно осуществляется с помощью монохроматоров или светофильтров, а спектральное разложение возбужденной радиации производится с помощью спектрографов [15].

Наконец, следует упомянуть об обширном круге фотохимических явлений, для изучения которых также необходим монохроматический свет. Здесь к требованию высокой степени монохроматизации в ряде случаев добавляется еще требование большой мощности монохроматических излучений. Такие трудно совместимые требования удается пока что удовлетворить применением ртутных ламп с соответственно подобранными светофильтрами [16].

Этот далеко не полный перечень задач, для решения которых необходимо пользоваться монохроматическим светом, показывает, какое широкое применение имеет монохроматический свет и насколько разнообразны требования к степени монохроматизации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Стронг Д. Техника физического эксперимента. Перевод с английского под ред. Б. А. Остроумова, Лениздат, 1948.
2. Брумберг Е. М. ДАН 2, 464 (1935). Авторское свидетельство СССР № 43750, класс 42, 34.
3. Прокофьев В. К. Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов, ч. I и II. Гостехиздат, 1951.
4. Чечик Н. О. УФН 37, 74 (1949).
5. Добронравин Н. И. Природа № 9, 83 (1950).
6. Северный А. Б. и Гильварг А. Б. ЖТФ 19, 997 (1949); Изв. Крымской астроф. обсерв. 4, 3 (1949); 6, 45 (1951).
7. Иоффе С. Б., Прокофьева И. А. и Эйгенсон М. С. ДАН 75, 629 (1950); Труды сессии, посвященной памяти С. И. Вавилова. Оборонгиз, 1952, стр. 348.
8. Шайн Г. А. и Газе В. Ф. Изв. Крымской астроф. обсерв. 6, 3 (1951).
9. Карташевская В. Е. Труды ВНИИМ, вып. 8 (68), 1949, стр. 3.
10. Никитинская Н. И. Труды Главной геофиз. обсерв., вып. 28 (88), 1951.
11. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ГТТИ, 1931.
12. Чулановский В. М. Введение в молекулярный спектральный анализ. Гостехиздат, 1951.
13. Пронин А. К. Труды лаб. аэрометодов АН СССР, т. 1 (1949).
14. Брумберг Е. М. ДАН 25, 473 (1939); Изв. АН СССР, сер. физич. 6, 32 (1942).
15. Левшин В. Л. Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. Гостехиздат, 1951.
16. Нойес В. и Бекельхайд В. Метод фотохимического синтеза органических веществ. ИЛ, 1951.
17. Гуревич М. М. УФН 56, 417 (1955).

## ГЛАВА 2

### МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Для изготовления оптических систем в спектральных приборах применяют стекло, природные и искусственные минералы: кварц, флюорит, каменную соль, сильвин и другие щелочно-галлоидные соединения в виде крупных монокристаллов. Основные требования, предъявляемые ко всем этим материалам, определяются теми задачами, для решения которых предназначаются спектральные приборы.

Получение большой степени монохроматизации во всей области оптических частот путем применения какого-либо одного материала невозможно, так как каждый из названных материалов имеет благоприятные оптические свойства только для ограниченного диапазона частот. Спектральная область применения того или иного материала определяется, во-первых, его прозрачностью в этой области, во-вторых, дисперсией. 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 для каждого участка спектра применяются материалы с наиболее благоприятными оптическими характеристиками. Так, стекло применяется в области спектра от 350 мкм до 2 мкм, кварц — от 185 мкм до 4 мкм, флюорит — в далекой ультрафиолетовой области (до 1300 Å) и в близкой инфракрасной и, наконец, щелочно-галлоидные монокристаллы могут применяться как в ультрафиолетовой, так и в инфракрасной областях спектра.

Спектральные области наилучшего применения различных материалов сведены в табл. 2.

Таблица 2

Материалы	Область применения
Фтористый литий . . . . .	1100—2000 Å
Фтористый натрий, флюорит . . . . .	1300—2000 Å
Кварц кристаллический, хлористый натрий, хлористый калий . . . . .	2000—4000 Å
Стекло . . . . .	3500—20000 Å
Кварц, фтористый литий . . . . .	2—4 мк
Флюорит, фтористый натрий . . . . .	3—10 мк
Хлористый натрий, хлористый калий . . . . .	5—20 мк
Бромистый калий . . . . .	10—25 мк

#### § 4. Оптическое стекло

**Оптические характеристики.** Среди других оптических материалов оптическое стекло по сложности своего химического состава занимает особое положение. В настоящее время известно более сотни различных сортов оптического стекла. Такое большое разнообразие стекол определено требованиями оптического приборостроения, главным образом той его части, которая занимается разработкой и изготовлением визуальных приборов. Для спектрального приборостроения нет нужды в такой большой и разнообразной номенклатуре сортов оптического стекла.

Принято разделять существующие сорта оптических стекол на две большие группы — кроны и флинты, которые в свою очередь подразделяются на более мелкие группы: кроны (К), баритовые кроны (БК), кронфлинты (КФ), тяжелые кроны (ТК), баритовые флинты (БФ), легкие флинты (ЛФ), флинты (Ф) и тяжелые флинты (ТФ) [1].

Кронами называются стекла с небольшим содержанием окиси свинца (PbO) — меньше 3%, флинтами — стекла, содержащие 3% окиси свинца и более. Слово „баритовый“ прибавляется, если в стекле содержится окиси бария (BaO) не менее 3%. Слова „тяжелый“ и „легкий“ служат для указания на большее или меньшее содержание названных окисей.

Таблица 3

Сорт стекла и обозна- чения	Оптические постоянные					
	показа- тель прелом- ления $n_D$	средняя диспер- сия $n_F - n_C$	коэффи- циент диспер- сии $\nu$	частные дисперсии		
				$n_D - n_C$	$n_F - n_D$	$G' - n_F$
<b>Кроны</b>						
K1	1,4982	0,00765	65,1	0,00230	0,00535	0,00423
K2	1,5004	758	66,0	228	530	422
K3	1,5100	805	63,4	240	565	451
K4	1,5102	864	59,1	255	609	491
K5	1,5110	795	64,3	237	558	443
K6	1,5111	845	60,5	251	594	478
K7	1,5142	804	64,0	240	564	450
K8	1,5163	806	64,1	240	566	450
K9	1,5181	879	58,9	260	619	499
K12	1,5238	884	59,3	261	623	501
K10	1,5263	876	60,1	259	617	497
K11	1,5331	918	58,1	271	647	523
<b>Барито- вые кроны</b>						
БК2	1,5147	0,00849	60,6	0,00250	0,00599	0,00481
БК3	1,5183	0859	60,3	255	604	486
БК4	1,5302	0877	60,5	260	617	495
БК5	1,5399	0905	59,7	268	637	514
БК6	1,5399	0905	59,7	268	637	514
БК7	1,5414	0916	59,1	270	646	522
БК8	1,5467	0871	62,8	259	612	500
БК9	1,5646	1012	55,8	299	713	581
БК10	1,5688	1015	56,0	300	715	581

Продолжение табл. 3

Сорт стекла и обозначения	Оптические постоянные					
	показатель преломления $n_D$	средняя дисперсия $n_F - n_C$	коэффициент дисперсии $\nu$	частные дисперсии		
				$n_D - n_C$	$n_F - n_D$	$n_{G'} - n_F$
Крон- флинты						
КФ1	1,5145	0,00942	54,6	0,00277	0,00665	0,00540
КФ2	1,5189	0905	57,3	268	637	514
КФ3	1,5262	1032	51,0	302	730	598
Барито- вые флинты						
БФ1	1,5250	0,00956	54,9	0,00280	0,00676	0,00554
БФ2	1,5274	0897	58,8	264	0633	0520
БФ3	1,5335	1034	51,6	303	0731	0600
БФ4	1,5473	1021	53,6	298	0723	0591
БФ5	1,5484	1046	52,4	305	0741	0606
БФ6	1,5696	1152	49,4	334	0818	0674
БФ7	1,5795	1076	53,9	315	0761	0621
БФ8	1,5826	1254	46,5	364	0890	0741
БФ9	1,5889	1108	53,2	324	0784	0641
БФ10	1,6055	1379	43,9	398	0981	0821
БФ11	1,6222	1171	53,1	342	0829	0676
БФ12	1,6259	1601	39,1	457	1144	0967
БФ13	1,6395	1325	48,3	385	0940	0778
БФ14	1,6512	1699	38,3	485	1214	1030
БФ15	1,6644	1862	35,7	529	1333	1141
БФ16	1,6701	1416	47,3	412	1004	0836
Легкие флинты						
ЛФ1	1,5406	0,01145	47,2	0,00333	0,00812	0,00674
ЛФ2	1,5480	1195	45,9	345	0850	706
ЛФ3	1,5608	1199	46,8	348	0851	706



Продолжение табл. 3

Сорт стекла и обозначения	Оптические постоянные					
	показатель преломления $n_D$	средняя дисперсия $n_F - n_C$	коэффициент дисперсии $\nu$	частные дисперсии		
				$n_D - n_C$	$n_F - n_D$	$n_{G'} - n_F$
ЛФ4	1,5730	0,01343	42,7	0,00387	0,00956	0,00802
ЛФ5	1,5749	1392	41,3	400	0992	834
ЛФ6	1,5783	1387	41,7	399	0988	829
ЛФ7	1,5783	1407	41,1	401	1006	842
<b>Тяжелые кроны</b>						
ТК1	1,5638	0,00928	60,8	0,00275	0,00653	0,00525
ТК2	1,5724	0996	57,5	294	702	569
ТК3	1,5891	0962	61,2	286	676	543
ТК4	1,6111	1095	55,8	322	773	627
ТК5	1,6126	1046	58,6	309	737	593
ТК6	1,6126	1050	58,3	309	741	595
ТК7	1,6137	1090	56,3	321	769	625
ТК8	1,6140	1114	55,1	327	787	640
ТК9	1,6171	1142	54,0	335	807	659
ТК10	1,6227	1095	56,9	321	774	626
ТК11	1,6577	1285	51,2	376	909	744
<b>Флинты</b>						
Ф1	1,6128	0,01659	36,9	0,00474	0,01185	0,01009
Ф2	1,6164	1684	36,6	480	1204	1025
Ф3	1,6199	1706	36,3	488	1218	1038
Ф4	1,6242	1738	35,9	496	1242	1060
Ф5	1,6257	1756	35,6	500	1256	1071

Продолжение табл. 3

Сорт стекла и обозна- чения	Оптические постоянные					
	показа- тель прелом- ления $n_D$	средняя диспер- сия $n_F - n_C$	коэффи- циент диспер- сии $\nu$	частные дисперсии		
				$n_D - n_C$	$n_F - n_D$	$n_{G'} - n_F$
Тяжелые флинты						
ТФ1	1,6475	0,01912	33,9	0,00512	0,01370	0,01176-
ТФ2	1,6725	2087	32,2	590	1497	1289
ТФ3	1,7172	2431	29,5	683	1748	1518
ТФ4	1,7398	2628	28,2	738	1890	1653
ТФ5	1,7550	2743	27,5	768	1975	1730
ТФ6	1,9000	4286	21,0	—	—	—
Особые сорта						
О1	1,4686	0,00707	66,3	0,00212	0,00495	0,00393
О2	1,5294	1022	51,8	301	721	588
О3	1,5810	1404	41,4	405	999	813
О4	1,5889	1211	48,6	351	860	711

В табл. 3 приведены основные характеристики оптических стекол, производимых заводами отечественной промышленности \*).

Для расчета оптических систем необходимо знать совокупность показателей преломления для некоторых длин волн. Общепринятыми являются длины волн фраунгоферовых линий:

Линия . . .	$A'$	$C$	$D$	$d$	$e$	$F$	$g$	$G'$	$h$
$\lambda$ в мкм . .	768,2	656,3	589,3	587,6	546,1	486,1	435,8	434,0	404,7

\*) Ст. 230.00.05. Стекло оптическое, классификация и технические условия. 1940.

Наиболее употребителен показатель преломления для длины волны желтой линии натрия  $n_D$ . Из табл. 3 можно видеть, что в группе кронов  $n_D$  изменяется приблизительно от 1,50 до 1,65, в группе флинтгов — от 1,52 до 1,90.

Значения показателей преломления для длин волн, лежащих между фраунгоферовыми линиями, могут быть вычислены по формуле Гартмана

$$n_\lambda = n_0 + \frac{C}{(\lambda_0 - \lambda)^\alpha}, \quad (2.1)$$

где  $n_0$ ,  $C$  и  $\lambda_0$  — постоянные, которые легко найти для данного сорта стекла, решив совместно три уравнения для известных значений  $n_\lambda$  (см. табл. 3). Четвертой постоянной величиной является  $\alpha$ ; для стекол с малым показателем преломления она может быть принята равной единице. Вообще же  $\alpha$  может иметь значения от 0,8 до 1,3. Вычисленные по формуле Гартмана значения показателей преломления получаются с ошибкой не более двух единиц пятого десятичного знака.

Второй характеристикой оптического стекла является дисперсия, которая определяется разностью показателей преломления. Различают дисперсию полную ( $n_b - n_{A'}$ )\*, среднюю ( $n_F - n_C$ ) и частную — разность показателей преломления для любой другой пары линий. Кроме этих величин, в таблице приведен коэффициент дисперсии  $v$ , равный отношению:

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}.$$

Указанными характеристиками исчерпываются требования вычислительной оптики.

**Однородность оптического стекла [2].** Качество и пригодность оптического стекла для целей оптического приборостроения определяется не только его оптическими характеристиками. Существенное значение имеет однородность стекла. На однородность стекла могут влиять как сам по себе процесс его варки, так и режим последующего охлаждения и отжига. Неоднородность куска оптического стекла может выразиться в наличии: а) плавных изменений показателя преломления, захватывающих большие участки стекла, б) свилей и резко ограниченных областей с показателем преломления, отличаю-

щимся от среднего, в) посторонних включений — пузырей газа, камней, кусочков непроваренной шихты и т. п. и г) натяжений, сопровождающихся двойным лучепреломлением.

Неоднородности, характеризующиеся постепенным изменением показателя преломления, особенно вредны, так как распространяются на большие участки стекла. Главной причиной этого вида неоднородностей являются нарушения правильного режима при отжиге стекла. Известно, что каждой температуре соответствует определенное равновесное значение показателя преломления, и если стекло будет отжигаться в печи, не обеспечивающей одинаковой температуры по всему отжигаемому куску, то в разных участках показатель преломления будет стремиться к различным равновесным значениям, и после отжига стекло окажется оптически неоднородным.

Свилями называются неоднородности стекла, проявляющиеся либо в виде тонких нитей с отличным от основного стекла показателем преломления, либо как границы между двумя слоями стекла с различными показателями преломления. Появление свилей в стекле связано с растворимостью стенок горшка и мешалок, так как при этом в стекло вносятся окиси, в большинстве случаев снижающие показатель преломления стекла. К наиболее свилистым сортам относятся тяжелые флинты, флинты и некоторые баритовые кроны и флинты.

Пузыри уменьшают яркость прямого светового пучка, при некоторых условиях могут затемнять поле зрения и, что особенно нежелательно в спектральных приборах, являются источником рассеянного света. К наиболее пузырным сортам стекла относятся тяжелые флинты, баритовые флинты и тяжелые кроны. Получить большие куски стекла без пузырей не удастся, поэтому в крупноблочных оптических деталях всегда имеется некоторое количество пузырей.

Внутренние натяжения и связанное с ними двойное лучепреломление остаются в стекле при неравномерном охлаждении. Обычно величина двойного лучепреломления невелика и должна учитываться только как косвенная характеристика механических свойств стекла, а также в случае применения стекла в поляризационных приборах.

Современный технологический процесс производства оптического стекла не позволяет получить стекло, совершенно свободное от перечисленных недостатков. Поэтому готовая продукция по своему качеству делится на категории,

характеризующиеся определенными величинами допусков в отношении однородности, свилей, пузырей и двойного лучепреломления.

**Химическая устойчивость стекла.** Состояние поверхности полированной оптической детали и точность, с которой она получена, определяют качество прибора. Поэтому весьма существенно, чтобы тщательно обработанная оптическая деталь сохраняла качество своих поверхностей достаточно долгое время. Здесь прежде всего играет роль химическая устойчивость оптического стекла, т. е. способность противостоять действию атмосферных и вообще внешних агентов — воды, ее паров, углекислоты, кислот, щелочей, растворов солей и т. п.

Все перечисленные агенты в той или иной мере действуют на стекло, в результате чего на поверхности оптической детали иногда можно наблюдать либо капельный налет, либо белеватую пленку, либо тонкую прозрачную пленку, окрашенную цветами побежалости.

По своей химической стойкости оптические стекла также разделяются на категории. К наиболее устойчивым относятся кроны, легкие баритовые кроны и флинты, к неустойчивым — баритовые флинты, тяжелые кроны и тяжелые флинты.

По теории И. В. Гребенщикова при обработке поверхности оптического стекла образуется тонкая (порядка нескольких десятков ангстрем) пленка, отличающаяся по своему составу от основной массы стекла. Она представляет собою пористый слой, состоящий главным образом из кремнезема и предохраняющий нижележащие слои стекла от действия внешних агентов. Пористая структура пленки способствует образованию на стекле налетов, ухудшающих оптические качества поверхности: проходящий через поверхность световой пучок ослабляется вследствие поглощения и рассеяния в слое налета. В приборах, работающих в условиях большой влажности, через известное время обнаруживаются подобного рода налеты.

Но и в условиях лаборатории поверхность оптической детали может быть испорчена неосторожным обращением с ней и занесением на эту поверхность различных загрязнений. Особенно опасными загрязнениями являются жиры (смазка, замазка, пот рук, масла и т. п.). Капелька жира, нанесенная на поверхность стекла и затем удаленная с поверхности чистой ваткой или тряпочкой, не оставляет на поверхности

стекла видимого загрязнения. Однако, спустя некоторое время, иногда и очень длительное, на поверхности стекла появляются мельчайшие капельки жира. Со временем они увеличиваются, постепенно заражая всю поверхность. Единственным способом борьбы с налетами является правильно поставленная чистка оптики. Только полное удаление жира с поверхности может гарантировать непопадание жировых налетов. Обычно для удаления жира применяют жидкости, растворяющие животные и растительные жиры: бензин, спирт, эфир, четыреххлористый углерод, бензол и др. Вата, применяющаяся для протирания, специально обезжиривается, и стекло каждый раз протирается свежим тампоном.

**Просветление оптики** [3]. При падении светового пучка на обработанную поверхность стекла происходит частичное его отражение, вследствие чего проходящий пучок ослабляется. Коэффициент отражения, показывающий, какая доля падающего света отражается, легко подсчитать по формулам Френеля:

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(i_1 - i'_1)}{\sin^2(i_1 + i'_1)}; \quad R_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i'_1)}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i'_1)}. \quad (2.2)$$

В случае нормального падения, когда углы падения  $i$  и преломления  $i'$  равны нулю, формулы (2.2) дают

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2. \quad (2.3)$$

Потери света на отражение становятся особенно заметными, если свет проходит через ряд преломляющих поверхностей, поэтому уменьшение коэффициента отражения весьма желательно. Уменьшение коэффициента отражения оптической поверхности может быть достигнуто двумя путями. В первом случае поверхность стекла обрабатывается химически, вследствие чего образуется слой некоторой конечной толщины, отличающийся по своим оптическим свойствам от остальной массы стекла: это знакомая уже нам пленка соли кремневой кислоты, имеющая показатель преломления аморфного кварца (1,44—1,46)\*). Наличие такой пленки на

\*) Показатели преломления стекол всегда больше этой величины. Подобная пленка возникает на поверхности стекла всегда при его обработке, но толщина пленки в этом случае настолько мала, что наличие ее не сказывается на величине коэффициента отражения.

поверхности стекла заметно снижает потери на отражение. Максимальное снижение коэффициента отражения будет иметь место при слое такой толщины, при которой свет, отраженный на первой границе (воздух — пленка), благодаря интерференции будет ослабляться светом, отраженным на второй границе (пленка — стекло). Известно, что это будет происходить при наименьшей толщине пленки  $d = \frac{\lambda}{4}$ , т. е. когда разность хода лучей будет равна  $\frac{\lambda}{2}$ . Если при этом еще соблюдено условие, что показатель преломления пленки является средним геометрическим между показателями преломления воздуха и стекла ( $n' = \sqrt{n}$ ), то интерферирующие отраженные лучи будут полностью гасить друг друга. Подобный случай осуществляется для всдяной пленки на стекле с показателем преломления равным 1,76, а для кремнеземной пленки показатель преломления стекла должен быть не меньше 2. Известно, что таких стекол не существует. Поэтому для наилучшего просветления деталей из обычных стекол применяются пленки с меньшим показателем преломления, чем у кремнезема. Такие пленки могут быть получены путем конденсации на поверхности стекла паров некоторых солей, например фторидов, обладающих низким показателем преломления. Этот второй метод снижения коэффициента отражения получил название физического метода просветления оптики.

Таблица 4

Сорт стекла	$n$	Коэффициент отражения $R$ в %		
		до обработки	после обработки	
			химическим методом	физическим методом
К8	1,5163	4,21	2,2	0,3
БК10	1,5688	4,9	1,8	0,1
БФ12	1,6259	5,68	1,5	0,3
ЛФ5	1,5749	4,97	1,73	0,5
ТК5	1,6126	5,50	1,4	0,4
ТФ3	1,7172	6,78	1,1	0,1

В табл. 4 приведены данные по просветлению некоторых сортов оптического стекла. Из таблицы можно видеть, что наибольшее снижение коэффициента отражения получается физическим методом.

Поверхности, просветленные физическим методом, нельзя протирать, так как пленки солей, полученные испарением, механически непрочны, легко стираются и в этом отношении сильно уступают прочным кремнеземным пленкам. Поэтому обычно физическим методом просветляются только внутренние поверхности оптических деталей, защищенные от случайных механических повреждений.

### § 5. Кварц

Кристаллический кварц представляет собою двуокись кремния ( $\text{SiO}_2$ ). В природе он встречается в виде более или менее крупных монокристаллов и известен под названием горного хрусталя. Существует несколько модификаций кварца: обыкновенный или  $\beta$ -кварц,  $\alpha$ -кварц, тридимит и кристобалит. Последние три модификации являются высокотемпературными и каждая из них имеет свою температурную область устойчивости. Расплавленный кварц может быть переохлажден до комнатной температуры без заметной кристаллизации. Такой кварц носит название плавленного и по физическим свойствам почти не отличается от обычного стекла.

Природные кристаллы кварца бывают бесцветными и окрашенными в черный, бурый, лимонно-желтый, фиолетовый и розовый цвета. В некоторых случаях окрашенный кварц может быть обесцвечен путем осторожного нагревания до сравнительно невысокой температуры, при этом по оптическим качествам такой обесцвеченный кварц иногда не уступает бесцветному.

Таблица 5

Модификация	Плотность
$\beta$ -кварц . . . . .	2,65
Тридимит . . . . .	2,26
Кристобалит . . . . .	2,32
Аморфный кварц . .	2,20

Плотность различных модификаций кварца приведена в табл. 5, из которой видно, что  $\beta$ -кварц обладает наибольшей плотностью [4].



По шкале твердости кварц занимает седьмое место. Спайность кварца несовершенна, поэтому при раскалывании кусков кварца нередко получается раковистый излом.

При комнатной температуре кварц практически нерастворим в воде и кислотах — соляной, серной и азотной. Растворяется кварц в щелочах, растворе жидкого стекла ( $\text{Na}_2\text{SiO}_3$ ) и особенно хорошо в плавиковой кислоте, которая обычно применяется для травления кварца.

Кристаллы кварца относятся к гексагональной системе и имеют форму, приведенную на рис. 1. Элементарная ячейка кристаллической решетки кварца представляет собою тетраэдр (рис. 2), в вершинах которого расположены атомы кислорода и в центре — атом кремния.

Расстояния от центра атома кремния до центров ближайших атомов кислорода почти равны друг другу (1,61; 1,62; 1,60; 1,62 Å); точно так же и атомы кислорода расположены почти на равных расстояниях друг от друга (2,62; 2,64; 2,67; 2,64 Å).

На рис. 3 изображена диаграмма строения кварца, в которой оставлены только атомы кремния. Белыми кружками обозначены атомы, расположенные в плоскости рисунка, серыми — атомы, расположенные в плоскости, параллельной плоскости рисунка на расстоянии 1,80 Å от нее, и черными — атомы, расположенные в плоскости, отстоящей от плоскости рисунка на расстоянии 3,60 Å. Под каждым

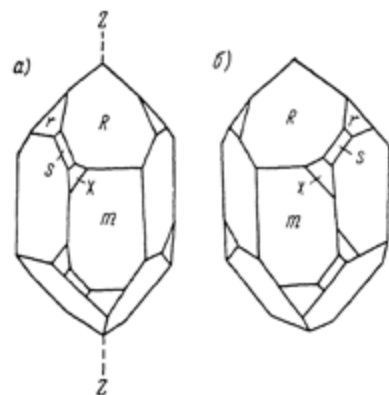


Рис. 1. Кристаллы кварца: *a* — левовращающий, *б* — правовращающий.

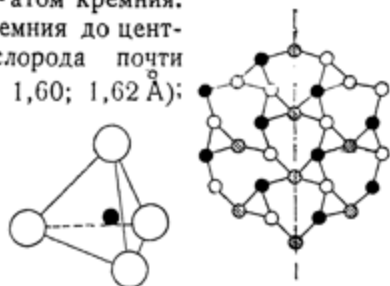


Рис. 2. Элементарная ячейка кварца ( $\text{SiO}_4$ ).

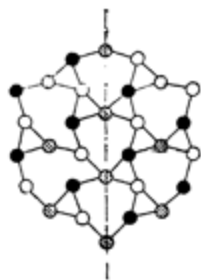


Рис. 3. Строение кварца.

атомом и над ним по вертикали расположены подобные же атомы на расстояниях 5,40 Å друг от друга.

Кристаллографическое строение кварца определяет его анизотропию в отношении целого ряда физических свойств. Так, коэффициенты термического расширения кварца в направлениях, параллельном и перпендикулярном оси кристалла, различны. Из табл. 6 видно, что расширение кварца вдоль оси примерно в два раза меньше, чем в направлении, перпендикулярном оси.

Что касается теплопроводности кварца, то соотношение между коэффициентами здесь обратное, именно: вдоль оси тепло распространяется быстрее, чем в направлении, перпендикулярном оси.

Таблица 6

Температура	Коэффициент расширения вдоль оси $\beta_1$	Коэффициент расширения нормально оси $\beta_2$	$\beta_1/\beta_2$
— 200	$5,50 \cdot 10^{-6}$	$9,90 \cdot 10^{-6}$	0,55
— 100	6,08	11,82	0,51
0	7,10	13,24	0,53
100	7,97	14,45	0,55
200	8,75	15,61	0,56
300	9,60	16,89	0,56
400	10,65	18,50	0,57

Анизотропия кварца обнаруживается и в его оптических свойствах. Известно, что в кварце имеет место двойное лучепреломление, т. е. при прохождении через кварцевую пластинку естественный световой луч раздваивается. Один из лучей принято называть обыкновенным, второй — необыкновенным. Существует одно направление в кварце, по которому луч проходит не раздваиваясь. Это направление носит название оптической оси и совпадает с кристаллографической осью. На рис. 1 это направление обозначено пунктиром и буквой Z.

Раздвоение луча свидетельствует о том, что световая волна внутри кристалла кварца распадается на две волны,

распространяющиеся с различными скоростями. Если вообразить в кристалле точечный источник, излучающий монохроматический свет по всем направлениям, то через каждую точку пространства, окружающего источник, от мгновенного светового сигнала пройдут две волны, притом в общем случае не одновременно. Величина сдвига фаз этих волн зависит от направления в кристалле и меняется от нуля до некоторого максимального значения. По направлению оптической оси кристалла обе волны распространяются с одинаковой скоростью. По направлению, перпендикулярному оптической оси, сдвиг фаз получается максимальным.

Если скорости распространения обыкновенной и необыкновенной волн изобразить в виде векторов, закрепленных в точке, в которой находится источник света, и отложить эти векторы по всем направлениям, то через концы векторов можно описать две поверхности. Для кварца эта двойная поверхность представляет собою сферу с вписанным в нее вытянутым эллипсоидом вращения: первая соответствует поверхности обыкновенной волны, второй — поверхности необыкновенной волны. Обыкновенную и необыкновенную волну обычно характеризуют показателем преломле-

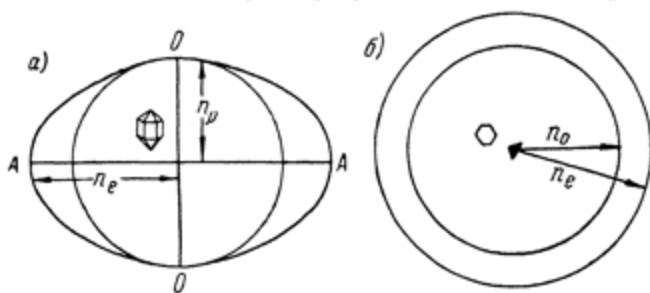


Рис. 4. Двойная поверхность показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны в кварце:  $a$  — главное сечение,  $b$  — сечение, перпендикулярное главному.

$OO$  — оптическая ось.

ния. На рис. 4 изображены две поверхности, построенные таким образом, что радиус-вектор, проведенный из центра в любую точку той или другой поверхности, пропорционален показателю преломления. Легко сообразить, что поверх-

ности показателей преломления находятся в обратном отношении друг к другу по сравнению с поверхностями волн. Здесь уже мы будем иметь сферу, вписанную в сплюснутый эллипсоид вращения.

На рис. 4 изображены два сечения двойной поверхности показателей преломления: а) главное сечение, параллельное оптической оси, и б) сечение по АА, нормальное к ней.

Величина двойного преломления, измеряемая разностью главных показателей преломления ( $n_e - n_o$ ), у кварца относительно невелика и, как видно из табл. 7, меняется по спектру \*).

Таблица 7

$\lambda$ в ммк	$n_o$	$n_e$	$n_e - n_o$
200	1,64943	1,66237	0,01294
300	1,57709	1,58838	0,01129
400	1,55774	1,56731	0,00957
500	1,54878	1,55805	0,00927
589,3	1,544246	1,553355	0,009109
600	1,54385	1,55295	0,00910
700	1,54067	1,54966	0,00899
800	1,53838	1,54729	0,00891
1000	1,53503	1,54381	0,00878
1200	1,53232	1,54098	0,00866
1400	1,52972	1,53826	0,00854
1600	1,52703	1,53545	0,00842
1800	1,52413	1,53242	0,00829
2500	1,51158	1,5195	0,0080

В том случае, когда луч идет по направлению, промежуточному между оптической осью и нормалью к ней, показатель преломления для необыкновенной волны может быть вычислен по формуле:

$$n_\alpha = n_o n_e \sqrt{\frac{1 + \operatorname{tg} \alpha}{n_o^2 \operatorname{tg}^2 \alpha + n_e^2}} \quad (2.4)$$

\*) Максимальное угловое расхождение луча и нормали к поверхности волны у кристалла кварца составляет для  $\lambda = 589,3$  ммк только  $0^\circ 20'$ , тогда как у кальцита оно равно  $6^\circ 16'$ .

Здесь  $\alpha$  — угол между нормалью к волне и оптической осью.

При прохождении луча через кристалл кварца происходит не только двойное лучепреломление, но и связанная с ним линейная поляризация. Колебания необыкновенного и обыкновенного лучей взаимно перпендикулярны и лежат у первого в главном сечении, у второго — в плоскостях, нормальных главному сечению.

Кроме того, кварц обладает свойством вращать плоскость световых колебаний. Если через кварцевую пластинку, вырезанную перпендикулярно оптической оси, пропустить нормально к поверхности пластинки монохроматический плоско поляризованный луч, то с помощью анализатора можно легко убедиться, что плоскость колебаний луча повернулась на некоторый угол.

Существуют две формы кристаллов  $\beta$ -кварца: правовращающая и левовращающая. Первая является зеркальным изображением второй. Отличить одну форму от другой можно двумя способами. Первый способ химический: кристалл кварца погружается в плавиковую кислоту и по фигурам травления легко определить, к какой форме относится данный кристалл. Второй способ оптический: пропуская через кварцевую пластинку вдоль оптической оси плоско поляризованный луч, можно с помощью анализатора определить направление вращения.

Вращение плоскости колебаний луча может быть объяснено наличием в кристалле кварца двух волн, распространяющихся с различными скоростями. Действительно, линейно поляризованную световую волну можно рассматривать как результат наложения двух волн с круговой поляризацией равной частоты и амплитуды, но с противоположным направлением вращения. На рис. 5а изображены два таких колебания:  $I$  — вектор, вращающийся влево,  $r$  — вектор, вращающийся вправо,  $R$  — результирующий вектор. Его конец пробегает вдоль  $AA'$  и принимает периодически значения от  $R=0$  до  $R=r+l$ . На рис. 5б изображено такое же наложение, но колебание с правым вращением опережает другое на разность фаз, равную  $\delta$ . Вследствие этого результирующее линейное колебание повернулось на угол  $\delta/2$  по часовой стрелке.

Таким образом, в разбираемом примере волна с правым круговым вращением имеет в веществе большую скорость,

чем волна с левым вращением, иначе говоря, показатель преломления для второй волны больше, чем для первой \*).

В теории вращения плоскости поляризации выводится формула, связывающая угол поворота плоскости поляризации с длиной волны в пустоте  $\lambda_0$ , толщиной пластинки  $l$  и

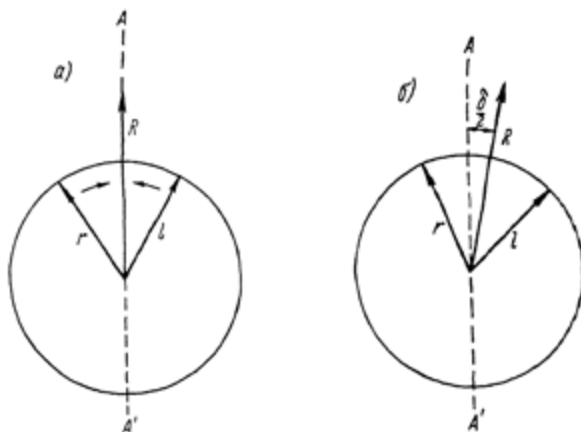


Рис. 5. Линейно поляризованное колебание как результат сложения двух колебаний, поляризованных по кругу: а — равные фазовые скорости, б — неравные фазовые скорости.

разностью показателей преломления волн, поляризованных по кругу во взаимно противоположных направлениях:

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda_0} l (n'' - n'). \quad (2.5)$$

Для  $l = 1$  мм,  $\lambda_0 = 589,3$  мкм,  $\delta = 27^\circ 43'$  (или  $0,12\pi$ ) получаем  $n'' - n' = 0,000071$ . Отсюда видно, что двойное лучепреломление, лежащее в основе вращения плоскости поляризации, очень мало и на тонких пластинках может быть обнаружено только при помощи весьма точных измерений.

Угол, на который поворачивается плоскость колебаний световой волны при прохождении пластинки толщиной в 1 мм,

\*) Это особого рода двойное преломление не следует смешивать с ранее описанным, при котором происходит разложение на два линейно поляризованных луча.

принято называть удельным вращением. Величина удельного вращения для различных длин волн может быть определена по эмпирической формуле:

$$\delta = \frac{K_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{K'}{\lambda^2}, \quad (2.6)$$

где  $K_1$ ,  $K'$  и  $\lambda_1$  — постоянные, а  $\lambda$  — длина световой волны в микронах. Хорошее согласие с опытными данными дают значения постоянных  $K_1 = 12,200$ ,  $K' = -5,046$  и  $\lambda_1^2 = 0,010627$  (табл. 8).

Таблица 8

$\lambda$ в мк	$\delta$ в град.		$\lambda$ в мк	$\delta$ в град.	
	набл.	вычисл.		набл.	вычисл.
2,140	1,60	1,57	0,50861	29,72	29,67
1,770	2,28	2,29	0,48001	33,67	33,60
1,450	3,43	3,43	0,43586	41,55	41,46
1,080	6,18	6,23	0,40468	48,93	48,85
0,67082	16,54	16,56	0,34406	70,59	70,61
0,65631	17,31	17,33	0,27467	121,06	121,34
0,58932	21,72	21,70	0,21935	220,72	220,57
0,57905	22,55	22,53	0,1990	295,65	293,64
0,54610	25,53	25,51			

Способностью вращать плоскость поляризации кварц обладает и в направлении, перпендикулярном к оптической оси, только в этом направлении удельное вращение примерно в два раза меньше, чем вдоль оси. Существует одно направление, по которому вращение отсутствует. Это направление лежит под углом  $56^\circ$  к оптической оси кварца.

С точки зрения требований спектрального приборостроения двойное лучепреломление и вращение плоскости поляризации являются отрицательными свойствами, так как вследствие раздвоения луча ухудшается качество изображения и чистота спектра. Поэтому оптические системы, изготовляемые из кварца, обычно ориентируются относительно оси светового пучка определенным образом. Подробнее об этом будет сказано в следующей главе.

Область прозрачности кварца — от 0,2 до 4 мк. Часто встречаются образцы, у которых ультрафиолетовая граница прозрачности сдвинута несколько в сторону длинных волн и, напротив, сравнительно редки такие экземпляры, область прозрачности которых простирается далее 0,2 мк.

Свойств плавленного кварца мы не касаемся, так как в спектральном приборостроении он пока что не применяется вследствие его неоднородности.

## § 6. Флюорит

Флюорит — природный минерал, представляющий собою химическое соединение кальция с фтором ( $\text{CaF}_2$ ). Кристаллизуется он в кубической системе, изотропен [5]. Пригодные для изготовления оптических систем кристаллы флюорита, особенно большие, встречаются в природе очень редко, поэтому он очень дорог и применяется только в уникальных спектральных приборах.

В настоящее время разработан способ искусственного выращивания кристаллов флюорита [6]. Этим способом удается получать кристаллы, которые по оптическим свойствам не уступают природным образцам, а в некоторых отношениях даже их превосходят.

По своим оптическим свойствам флюорит занимает особое положение по сравнению со стеклом и кварцем. Во-первых, у него более низкий показатель преломления и, следовательно, он может применяться в сочетании с кварцем для изготовления ахроматов, предназначенных для невидимых областей спектра. Во-вторых, область прозрачности флюорита простирается от 130 мкм до 9 мк, т. е. значительно шире, чем у кварца. До сравнительно недавнего времени флюорит был единственным материалом для изготовления призм и линз, применяющихся в далекой ультрафиолетовой области. Вместе с тем, обладая хорошей дисперсией в области от 3 до 9 мк, флюорит является прекрасным дополнением для кварца, который в этой области становится непрозрачным.

Показатели преломления флюорита приведены в табл. 9, а кривые дисперсии — на рис. 6 и 7.

Флюорит более мягкий материал, чем кварц, твердость флюорита 4. Поэтому при обращении с флюоритовой оптикой нужно быть осторожным, чтобы не повредить полированных



Таблица 9

$\lambda$ в мк	$n$	$\lambda$ в мк	$n$	$\lambda$ в мк	$n$
0,1311	1,6921	0,2082	1,48907	0,5893	1,43385
0,1316	877		8875		3382
0,1319	844	0,2145	8180	0,6278	3302
0,1325	806		8455	0,6563	3251
0,1334	716		8450		3249
0,1342	647		8442	0,6708	3226
0,1354	565	0,2195	8167	0,7682	3093
0,1357	537		8143		3092
0,1363	496		8144	0,8191	3037
0,1371	443		8150	0,8840	2979
0,1394	305	0,2240	7911	0,9640	2919
0,1403	287	0,2313	7533	1,0140	2883
0,1413	203		7514	1,0830	2843
0,1428	129		7503	1,1560	2799
0,1436	089	0,2428	7025	1,1790	2786
0,1444	053	0,2503	6732		2789
0,1455	003	0,2573	6490	1,4420	2658
0,1467	1,5953		6475	1,4730	2642
0,1482	896		6479	1,5710	2599
0,1500	836		6476	1,6380	2565
0,1523	751	0,2632	6302	1,7340	2520
0,1545	648	0,2676	6175	1,7680	2506
0,1569	615	0,2749	5976		2504
0,1596	547		5963	1,8620	2454
0,1606	524	0,2816	5806	2,0340	2373
0,1612	509	0,2914	5586	2,0580	2361
0,1617	499	0,3030	5335	2,0630	2360
0,1645	438	0,3123	5187	2,1610	2308
0,1671	385	0,3250	4987	2,1840	2293
0,1725	289		4988	2,3120	2222
0,1764	227	0,3404	4774	2,3570	2197
0,1819	152		4775		2200
0,1854	1024		4785	2,5450	2086
	0988	0,3587	4560	2,5750	2068
	0989	0,3610	4531	2,6520	2023
0,1862	0930		4535	2,9470	1828
	0895	0,3944	4231	3,2410	1615
0,1936	0150	0,3960	4216	3,5360	1381
	0122	0,4102	4112	4,1250	0851
0,1990	1,49613	0,4341	3960	4,7150	0235
	9612	0,4861	3706	5,3040	1,39525
	9621		3704	7,0720	6802
	9619	0,5086	3619	7,6610	5679
0,2045	9190	0,5461	3497	8,2500	4443
				8,8400	3078
				9,4290	1611

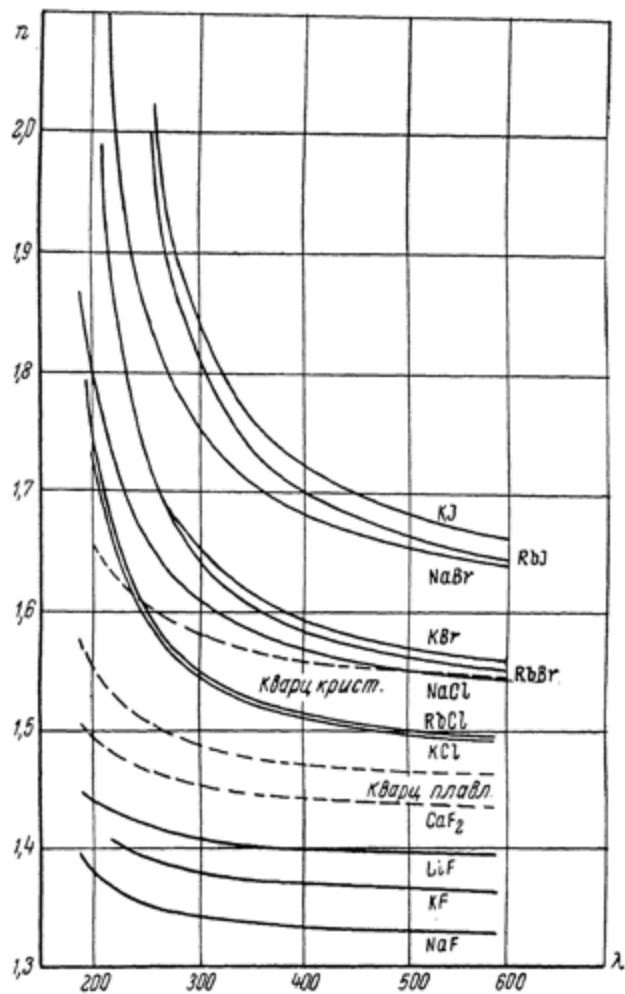


Рис. 6. Кривые дисперсии различных веществ в ультрафиолетовой и видимой областях спектра.

поверхностей. Вместе с тем флюорит хрупок, при быстром нагревании растрескивается, весьма слабо растворим в воде и вполне разлагается в крепкой серной кислоте. Действие азотной и соляной кислот гораздо слабее [5].

Особенностью флюорита является то, что некоторые его образцы под действием коротковолнового излучения способны флуоресцировать. Сам термин „флуоресценция“ произошел от названия минерала. Иногда природный флюорит окрашен, причем окраска может быть разнообразная: желтая, зеленая, синяя и фиолетовая. При нагревании эта окраска может исчезнуть, но под действием коротковолнового излучения часто возникает вновь. Эти две особенности являются отрицательными свойствами флюорита, так как при появлении окраски уменьшается его прозрачность, а флуоресценция является источником рассеянного света.

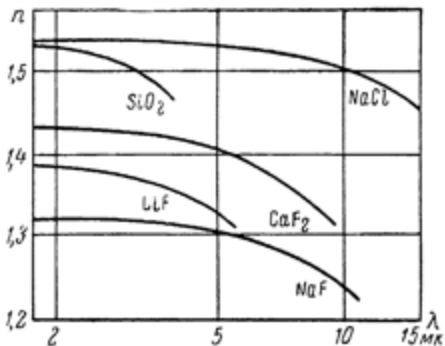


Рис. 7. Кривые дисперсии различных веществ в инфракрасной области спектра.

исчезнуть, но под действием коротковолнового излучения часто возникает вновь. Эти две особенности являются отрицательными свойствами флюорита, так как при появлении окраски уменьшается его прозрачность, а флуоресценция является источником рассеянного света.

## § 7. Кристаллы щелочно-галогидных солей

Из кристаллов щелочно-галогидных солей каменная соль (NaCl) давно уже применяется в инфракрасной спектроскопии в качестве материала для изготовления призм. Более широкое применение этих кристаллов началось с того времени, когда был разработан метод их искусственного выращивания [7].

Все щелочно-галогидные соединения кристаллизуются в кубической системе и по физическим и оптическим свойствам изотропны. В табл. 10 перечислены те щелочно-галогидные соединения, монокристаллы которых нашли то или иное применение в оптике.

По своим оптическим свойствам эти вещества представляют большой интерес для спектрального приборостроения.

Таблица 10

Вещество	Постоянная решетки в Å	Удельный вес в г/см <sup>3</sup>	Точка плавления в °C	Растворимость в воде в г/1000 см <sup>3</sup>	Начало собственного поглощения в ультрафиолетовой области в м.мк
LiF	2,01	2,6	842	2,6 (18° C)	108
NaF	2,31	2,7	988	43 (21° C)	132
NaCl	2,81	2,17	800	260 (20° C)	170
NaBr	2,97	3,20	740	475 (20° C)	215
KCl	3,14	1,99	768	256 (20° C)	175
KBr	3,29	2,75	728	394 (20° C)	210
KJ	3,53	3,11	680	591 (20° C)	250

Они прозрачны в значительно более широком спектральном диапазоне, чем кварц и стекло, и обладают большой дисперсией, особенно в ультрафиолетовой области спектра (рис. 6, 7 и табл. 11 и 12).

Наибольшее применение кристаллы щелочно-галоидных солей нашли в инфракрасной области спектра. Здесь только в последнее время с ними начинают конкурировать дифракционные решетки.

Представители фтористых соединений — фтористый литий и фтористый натрий — по некоторым свойствам вызывают особый интерес. Из всех веществ, применяющихся для изготовления оптических систем, они обладают самым низким показателем преломления и могут быть использованы для изготовления сложных ахроматических объективов. Кроме того, они прозрачны в далекой ультрафиолетовой области и, наряду с флюоритом, являются единственными материалами для изготовления оптики вакуумных спектрографов и монохроматоров. Кривые дисперсии фтористого лития и фтористого натрия приведены на рис. 8. Превосходя кварц в смысле прозрачности и в длинноволновой области спектра, фтористые соединения могут быть с успехом применены для изготовления призм и для ближней инфракрасной области (до 5—10 мк).

Хлористые и бромистые соединения применяются главным образом в инфракрасной области спектра — от 4 до 25 мк;

Таблица 11а

$\lambda$ в мкм	Показатели преломления					
	LiF	NaF	NaCl	KCl	KBr	KJ
199,0	1,4402	1,3806	1,7963			
213,6	323	704	355	1,6645	1,9003	
224,7	275	645	038	345	1,8223	
240,0	2195	5793	1,6721	050	1,7576	
248,3	1942	5500	5878	1,59265	330	2,0548
253,6	1792	5325	5112	8569	198	2,0105
265,4	1504	4999	3680	7270	1,6950	1,9424
269,9	1402	4881	3202	6833	871	9221
280,3	1188	4645	2214	5939	7125	1,8837
289,4	1025	—	1479	5272	5976	5746
296,8	0903	4328	0943	4796	5149	3967
302,1	0818	4232	0578	4468	4603	2769
313,2	0669	4062	1,59915	3875	—	0707
334,1	0423	3795	8874	2949	2093	1,77664
366,3	0121	3482	7684	1889	0391	4416
390,6	1,39937	3290	6996	1286	1,59444	2671
404,7	9851	3194	6660	0993	8989	1843
435,8	9684	3025	6050	0494	8159	0350
486,1	9480	2818	5327	1,49818	7191	1,68664
546,1	9300	2640	4730	9293	6405	7310
589,3	9204	2549	4416	9020	5995	6643
656,3	9085	2436	4052	8700	5519	5809
706,5	9005	2372	3851	8519	5256	5370
728,1	8978	2349	3777	8454	5160	5200
768,2	8927	2307	3654	8349	5007	4940
810,9	8877	2272	3547	8257	4860	4710
842,5	8844	2247	3476	8196	4775	4560
912,3	8780	2198	3346	8085	4660	4270
1014,0	8702	2150	3191	7950	4425	3960
1083,0	8657	2125	3116	7878	4335	3810

Таблица 116

LiF		NaF		NaCl	
$\lambda$ в мк	$n$	$\lambda$ в мк	$n$	$\lambda$ в мк	$n$
1,02	1,3863	1,02	1,3209	1,0	1,53222
1,27	846	1,27	202	2,0	2675
1,48	828	1,48	195	3,0	2441
1,67	861	1,67	185	4,0	2198
1,83	797	1,83	183	5,0	1901
2,0	780	2,0	178	6,0	1553
2,2	763	2,2	171	7,0	1142
2,4	739	2,4	165	8,0	0661
2,6	716	2,6	157	9,0	0111
2,8	688	2,8	148	10,0	1,49487
3,1	650	3,1	135	11,0	8787
3,3	619	3,5	115	12,0	8010
3,5	585	3,9	091	13,0	7149
3,7	544	4,5	055	14,0	6200
3,9	507	5,1	010	15,0	5150
4,1	468	5,5	1,2978	16,0	3995
4,5	384	6,1	923		
4,7	336	6,5	883		
4,9	282	7,1	819		
5,1	233	7,5	771		
5,3	183	8,1	694		
5,5	124	8,5	637		
5,7	058	9,1	552		
		9,5	486		
		10,1	382		
		10,5	309		
		10,9	231		

Продолжение табл. 11б

KCl		KBr		KJ	
$\lambda$ в мк	$n$	$\lambda$ в мк	$n$	$\lambda$ в мк	$n$
1,003	1,4799	1,179	1,5414	1,18	1,6365
1,07	793	1,768	385	1,77	313
1,179	780	2,357	367	2,36	295
1,47	770	3,536	350	3,54	275
1,58	765	4,714	339	4,13	268
1,768	760	5,893	325	5,89	252
2,23	749	8,250	290	7,66	234
2,357	7465	10,018	255	8,84	218
2,95	742	11,768	209	10,02	201
3,536	7295	12,965	177	11,79	171
4,12	721	14,143	146	12,97	150
4,715	711	15,910	080	14,14	126
4,81	709	18,100	1,4983	15,91	085
5,14	706	20,100	867	18,10	035
5,304	699	21,37	786	19,00	1,5997
5,893	688	22,80	682	20,00	964
6,48	678	23,45	636	21,00	930
7,08	660	24,43	555	22,00	895
7,66	645	26,30	382	23,00	858
8,25	6263	28,50	163	24,00	819
8,84	606			25,00	775
9,429	5875			26,00	729
10,018	565			27,00	681
10,19	549			28,00	629
11,20	522			29,00	571
11,785	4909				
12,965	4336				
14,144	3712				
15,912	2607				
17,680	1393				
18,10	108				
20,60	1,3882				
22,50	692				

Таблица 12

$\lambda$ в мк	Дисперсия $\frac{dn}{d\lambda} \cdot 10^{-2}$						
	SiO <sub>2</sub>	LiF	CaF <sub>2</sub>	NaF	NaCl	KCl	KBr
1,0	1,5	0,82	0,62	—	1,1	1,1	—
1,5	1,34	0,82	0,48	—	0,40	0,40	0,60
2,0	1,63	0,98	0,52	—	0,27	0,22	0,31
2,5	2,10	1,20	0,60	0,39	0,22	0,16	0,14
3,0	2,64	1,45	0,70	0,43	0,26	0,15	0,09
3,5	3,3	1,70	0,80	0,47	0,28	0,15	0,09
4,0		2,00	0,92	0,55	0,30	0,16	0,10
4,5		2,28	1,05	0,65	0,32	0,17	0,11
5,0		2,66	1,18	0,75	0,35	0,20	0,12
5,5		3,2	1,24	0,85	0,37	0,21	0,13
6,0			1,50	0,93	0,39	0,23	0,14
6,5			1,65	1,03	0,42	0,24	0,15
7,0			1,80	1,12	0,45	0,25	0,16
7,5			1,96	1,25	0,47	0,27	0,17
8,0			2,12	1,38	0,50	0,29	0,17
8,5			2,30	1,53	0,54	0,31	0,18
9,0			2,46	1,65	0,58	0,33	0,19
9,5				1,75	0,61	0,36	0,20
10,0				1,80	0,64	0,38	0,21
11,0					0,73	0,43	0,23
12,0					0,82	0,47	0,26
13,0					0,92	0,52	0,30
14,0					1,00	0,59	0,33
15,0					1,09	0,63	0,35
16,0					1,19	0,70	0,37
17,0					0,32	0,77	0,40
18,0							0,43
20,0							0,49
22,0							0,56
24,0							0,60



хлористый натрий — до 15 мк, хлористый калий — до 21 мк и бромистый калий — до 25 мк. Первые два обладают хорошей прозрачностью и в ультрафиолетовой области спектра вплоть до 200 мкм, а по дисперсии здесь они значительно превосходят кварц (рис. 6).

Таким образом, по основным оптическим свойствам кристаллы щелочно-галогидных солей могли бы вполне служить заменителями таких сравнительно редких и дорогих природных минералов, как кварц и флюорит. Однако существует

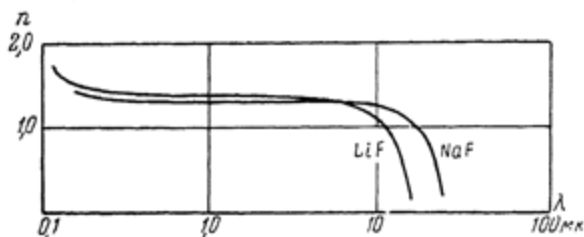


Рис. 8. Кривые дисперсии фтористого лития и фтористого натрия.

Шкала длин волн в логарифмическом масштабе.

одно обстоятельство, пока ограничивающее широкое применение этих веществ: большая часть их гигроскопична; некоторое исключение составляют лишь фтористый литий и фтористый натрий. Проблема защиты готовых оптических изделий от действия влаги радикально еще не решена. Известна, например, попытка посадки на оптический контакт на рабочие грани призмы тонких кварцевых пластинок [8], но по ряду причин эта мера не решает вопроса защиты. Повидимому, решение этой проблемы надо искать в применении тонких прозрачных пленок, непроницаемых для влаги и достаточно прочных. Благоприятные оптические свойства этих кристаллов, весьма расширяющие возможность спектрального приборостроения, позволяют надеяться, что проблема эта будет решена.

Кристаллы щелочно-галогидных солей находят применение и как материал для изготовления светофильтров. Если поместить такой кристалл в вакуированную бомбу вместе с кусочком щелочного металла и прогреть в печи при температуре, близкой к температуре плавления, то кристалл окрасится. Полосы поглощения большинства кристаллов

лежат в видимой области, а в ультрафиолетовой области кристалл остается прозрачным. Кроме того, при введении в кристаллы различных примесей (например, таллий, свинец, серебро) появляются узкие полосы поглощения и в ультрафиолетовой области. Комбинируя кристаллы с различными полосами поглощения, можно получать фильтры для выделения различных участков ультрафиолетового спектра [9].

## § 8. Металлические покрытия

В современных спектральных приборах в качестве объективов все чаще стали применяться зеркала. Основное их преимущество перед линзами — отсутствие хроматических aberrаций. Кроме того, стоимость зеркальных объективов значительно ниже, чем линзовых.

Благодаря отсутствию хроматизма одна и та же зеркальная система может применяться в очень широком спектральном диапазоне; главным ограничением применения зеркал в некоторых участках оптического спектра является недостаточный коэффициент отражения.

Из всех веществ наибольшей отражательной способностью обладают металлы, поэтому они и являются основным материалом для изготовления зеркал.

Обычно тонкий металлический слой тем или иным способом наносится на специально подготовленную подложку. Поверхность подложки имеет определенную форму: она является либо частью сферы, либо частью поверхности вращения другого конического сечения — параболоида, гиперболоида или эллипсоида вращения, или, наконец, плоскостью.

К зеркалам можно предъявить два требования: во-первых, они должны давать хорошее качество изображения, во-вторых, иметь достаточно высокий коэффициент отражения. Здесь нас будет интересовать только отражательная способность зеркал.

Для изготовления зеркал применяются различные металлы. В течение долгого времени в практике оптического приборостроения наибольшее распространение имело серебро.

Из табл. 13 видно, что среди других металлов серебро обладает наивысшим коэффициентом отражения в видимой и инфракрасной областях спектра. С 85% в синей части коэффициент отражения серебра постепенно повышается

и достигает в инфракрасной области почти 99%. Однако таким высоким коэффициентом отражения обладает только свежеприготовленный слой серебра. По прошествии некоторого, не очень продолжительного времени такой слой под действием атмосферы окисляется и тускнеет. Коэффициент отражения его, особенно в видимой области спектра, значительно понижается.

Таблица 13

Коэффициент отражения $R$ в %				
$\lambda$ в $\mu\text{K}$	сплав 69% Al + 31% Mg	платина	золото	серебро
0,251	67,0	33,8	38,8	34,1
0,288	70,6	38,8	34,0	21,2
0,305	72,2	39,8	31,8	9,1
0,316	—	—	—	4,2
0,326	75,5	41,4	28,6	14,6
0,338	—	—	—	55,5
0,357	81,2	43,4	27,9	74,5
0,385	83,9	45,4	27,1	81,4
0,420	83,3	51,8	29,3	86,6
0,450	83,4	54,7	33,1	90,5
0,500	83,3	58,4	47,0	91,3
0,550	82,7	61,1	74,0	92,7
0,600	83,0	64,2	84,4	92,6
0,650	82,7	66,5	88,9	93,5
0,700	83,3	69,0	92,3	94,6
0,800	84,3	70,3	94,9	96,3
1,000	84,1	72,9	—	96,6
1,5	85,1	77,7	97,3	97,9
2,0	86,7	80,6	96,8	97,8
3,0	87,4	88,8	—	98,1
4,0	88,7	91,5	96,9	98,5
5,0	89,0	93,5	97,0	98,1
7,0	90,0	95,5	98,3	98,5
9,0	90,6	95,4	98,0	98,7
11,0	90,7	95,6	98,3	98,8
14,0	92,2	96,4	97,9	98,3

В ультрафиолетовой части спектра отражательная способность серебра круто падает, достигает при 316 *мкм* минимального значения и в области более коротких волн снова повышается. В минимуме коэффициент отражения серебра такой же, как у стеклянной поверхности: 4,2%. Эту особенность тонких слоев серебра иногда используют для приготовления светофильтров.

Плохие антикоррозийные свойства серебряных слоев послужили причиной тому, что серебро постепенно начало вытесняться другими металлами и сплавами.

В той же табл. 13 приведены коэффициенты отражения специального зеркального сплава, содержащего 69% алюминия и 31% магния. Этот сплав выгодно отличается от серебра лучшей устойчивостью и отсутствием резко выраженной селективности отражения в ультрафиолетовой области. Коэффициент отражения этого сплава от сравнительно высокого значения в коротковолновой области (67%) постепенно повышается и достигает в инфракрасной части спектра 92%. Замечательная особенность этого сплава в том, что во всей видимой области спектра коэффициент отражения его остается почти постоянным (рис. 9).

Золото и платина по своей отражательной способности в ультрафиолетовой и видимой областях уступают зеркальному сплаву, однако в инфракрасной части спектра, начиная с 800 *мкм*, золото имеет почти такой же коэффициент отражения, как и серебро. Поэтому в этой части спектра иногда применяются зеркала с золотым покрытием. Само собой разумеется, что по своим антикоррозийным свойствам золото и платина не имеют себе равных.

Платина обычно применяется для приготовления полупрозрачных зеркал, например, ступенчатых ослабителей.

За последние два десятилетия большое распространение получили зеркальные покрытия из алюминия. Преимущество этого металла заключается в том, что достаточно высокая отражательная способность его остается почти постоянной в очень широкой спектральной области, начиная от вакуумной ультрафиолетовой и кончая сравнительно далекой инфракрасной областью. Таким образом, алюминированные зеркала могут обслужить всю наиболее важную область оптического спектра.

Исследование алюминиевых слоев с помощью электронного микроскопа показало, что они имеют более мелкозернистую

структуру, чем серебряные [10]. Структура алюминиевого слоя, повидимому, заметно влияет на его отражательную

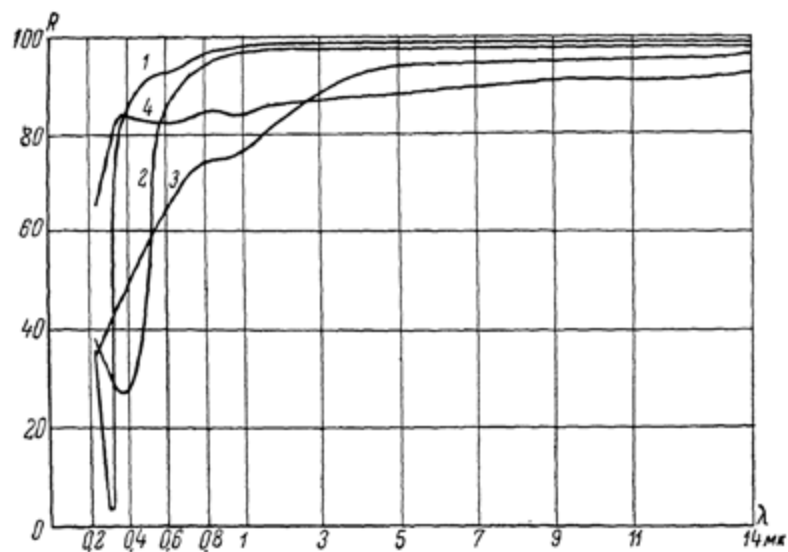


Рис. 9. Коэффициенты отражения различных металлических покрытий.

1 — серебро, 2 — золото, 3 — платина, 4 — сплав 69% Al + 31% Mg.

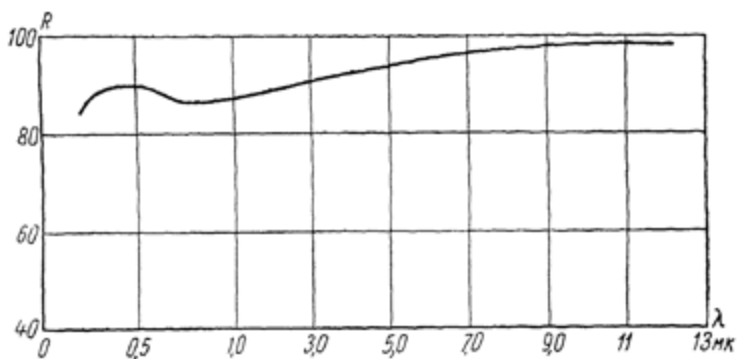


Рис. 10. Коэффициент отражения алюминиевых зеркал.

способность, особенно в ультрафиолетовой области. Точно так же сказывается чистота исходного металла. Поэтому

данные разных авторов об отражательной способности алюминиевых слоев несколько расходятся.

В табл. 14 приведены наиболее высокие значения коэффициентов отражения алюминиевых зеркал, полученные различными авторами [11, 13]. На рис. 10 эти данные изображены графически.

Таблица 14

Коэффициент отражения алюминиевых зеркал					
$\lambda$ в $\mu\text{м}$	$R$ в %	$\lambda$ в $\mu\text{м}$	$R$ в %	$\lambda$ в $\mu\text{м}$	$R$ в %
0,199	87	0,360	90	1,1	92,0
0,214	84	0,400	90	3,96	91,4
0,219	86	0,500	90	5,24	93,8
0,226	86	0,600	88	6,75	95,2
0,231	91	0,700	86	8,02	96,9
0,257	89	0,800	85	9,38	97,4
0,275	90	0,900	87,5	10,49	96,9
0,326	91	1,0	92,0	12,03	97,3

Алюминиевая зеркальная пленка отличается хорошими антикоррозийными свойствами. Прочность алюминиевых зеркал объясняется тем, что на свежеполученном алюминиевом слое образуется тонкая защитная пленка окиси. В течение первых двух недель эта пленка утолщается, достигает толщины около  $100 \text{ \AA}$ , после чего толщина ее почти не меняется. Оксидная пленка обладает большой прозрачностью в широком диапазоне оптических частот и защищает алюминиевый слой не только от действия некоторых химических агентов, но и от механических повреждений. Алюминиевые зеркала можно мыть водой с мылом и протирать мягкой кисточкой, при этом на зеркальном слое не появляется царапин.

Для придания алюминиевому слою еще большей прочности применяют искусственное напыление тонкой пленки  $\text{SiO}$  [13]. Отражательная способность таких зеркал в большей части спектра сохраняется достаточно высокой и только в ультрафиолетовой области ниже  $300 \text{ мкм}$  сильно падает (рис. 11). Прочность таких защищенных зеркал можно охарактеризовать

следующими данными: нагревание до  $450^\circ$  (40 часов) и действие 10% раствора NaOH в течение часа не вызывают ухудшения отражательной способности зеркала.

В последние годы для увеличения отражательной способности металлических зеркал стал применяться метод двухслойной пленки [14]. На металлический слой наносятся две прозрачные пленки с различными показателями преломления и с оптической толщиной в четверть длины волны

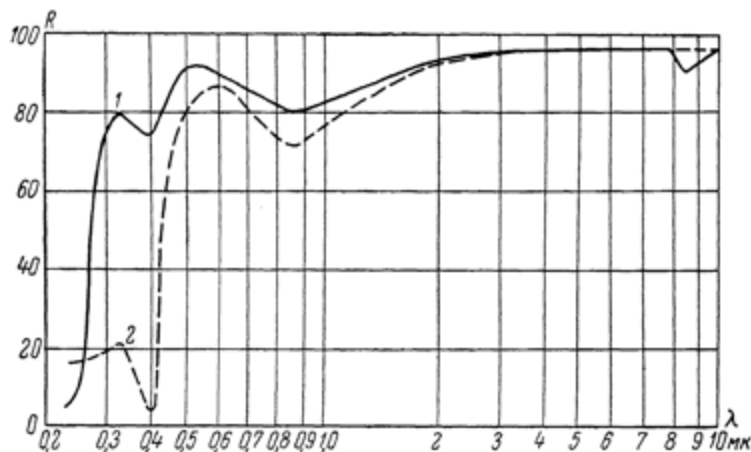


Рис. 11. Коэффициент отражения алюминиевых зеркал, защищенных пленкой SiO.

1 — толщина пленки 1500 Å, время напыления 10 мин., 2 — толщина пленки 1200 Å, время напыления 1,5 мин.

Масштаб шкалы длин волн логарифмический.

каждая. В таком слое происходит интерференция падающих и отраженных световых пучков, вследствие чего коэффициент отражения повышается. Так, у алюминиевого зеркала, покрытого пленками фтористого магния и сернистого цинка, коэффициент отражения в видимой области повышается с 91 до 96%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тудоровский А. И. Теория оптических приборов, т. 1. Изд. АН СССР, 1948.
2. Оптика в военном деле, т. 1. Сб. статей под ред. С. И. Вавилова и М. В. Савостьяновой. Изд. АН СССР, 1945.

3. Гребенщиков И. В., Власов А. Г., Непорент Б. С., Суйковская Н. В. Просветление оптики. Гостехиздат, 1946.
  4. Шубников А. В. Кварц и его применение. Изд. АН СССР, 1940.
  5. Бетехтин А. Г. Курс минералогии. Изд. геол. лит., 1951.
  6. Stockbarger D. C. JOSA **39**, 731 (1949).
  7. Кублицкий А. М. и Топорец А. С. Искусственные монокристаллы. Изд. АН СССР, 1935.
  8. Осипов-Кинг В. А. Авторское свидетельство № 51289, класс 42, 7.
  9. Стеханов А. И. Ж. Анал. хим. **8**, 18 (1953); Шукарев С. А. и Андреев С. Н. Ж. Анал. хим. **8**, 22 (1953).
  10. Scott N. W. JOSA **36**, 711 (1946).
  11. Johnson B. K. Nature **134**, 216 (1934).
  12. Strong J. Astrophys. Journ. **83**, 401 (1936).
  13. Haas G. a. Scott N. W. JOSA **39**, 179 (1949).
  14. Turner A. T. JOSA **36**, 711 (1946).
-



## ГЛАВА 3

### ДИСПЕРГИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ (ПРИЗМЫ)

#### § 9. Угол наименьшего отклонения

Призма или система призм в спектральном приборе разлагает сложный пучок на монохроматические составляющие. Существует несколько типов призмных диспергирующих систем: обыкновенная трехгранная призма, призма прямого видения, призма постоянного отклонения, призма Ферй, диспергирующая система Вадсворта и различные многопризменные системы. Обыкновенная трехгранная призма является основной составной частью всех более сложных систем, поэтому остановимся прежде всего на рассмотрении свойств этой призмы.

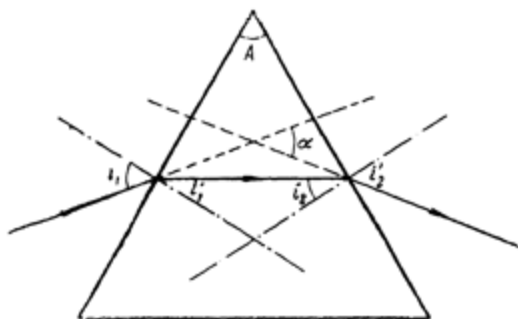


Рис. 12. Преломление монохроматического луча в призме.

Пусть имеется трехгранная призма, на грань которой падает монохроматический луч под углом  $i_1$  (рис. 12). Показатель преломления вещества, из которого сделана призма, относительно вакуума равен  $n$ . Углы падения и преломления

на гранях — соответственно  $i_1$  и  $i'_1$ ,  $i_2$  и  $i'_2$ . Угол, образованный направлениями падающего и преломленного призмой луча, обозначен  $\alpha$  и носит название угла отклонения. Из рис. 12 видно, что

$$\alpha = (i_1 - i'_1) + (i'_2 - i_2) = (i_1 + i'_2) - (i_2 + i'_1),$$

или, принимая во внимание, что  $i_2 + i'_1 = A$ , где  $A$  — преломляющий угол призмы, имеем:

$$\alpha = i_1 + i'_2 - A. \quad (3.1)$$

Таким образом, угол отклонения является функцией трех величин: угла падения луча на призму, преломляющего угла призмы и показателя преломления  $n$ , который в неявной форме входит в выражение угла выхода луча  $i'_2$ . Последний может быть выражен через  $i_1$ ,  $A$  и  $n$ , если учесть закон преломления, по которому

$$\left. \begin{aligned} \sin i_1 &= n \sin i'_1, \\ \sin i'_2 &= n \sin i_2 = n \sin (A - i'_1). \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

При увеличении преломляющего угла призмы, а также показателя преломления угол отклонения луча призмой увеличивается. Однако при некоторых предельных значениях  $n$  и  $A$  наступает полное внутреннее отражение, и луч из призмы не выходит.

Если рассматривать  $\alpha$  как функцию только угла падения  $i_1$ , то при некотором значении  $i_1$  ( $A$  и  $n$  постоянны) угол отклонения имеет минимальное значение ( $\alpha_{\min}$ ). Найдем это значение [1].

Выразим  $\alpha$  в виде функции угла  $i'_1$ :

$$\alpha = \arcsin (n \sin i'_1) + \arcsin [n \sin (A - i'_1)] - A$$

и напишем условия минимума:

$$\frac{d\alpha}{di'_1} = 0; \quad \frac{d^2\alpha}{di'^2_1} > 0. \quad (3.3)$$

Эти условия выполняются при  $i'_1 = \frac{A}{2}$ , т. е., как видно из рис. 12, когда  $i_1 = i'_2$  и  $i'_1 = i_2$  (угол входа луча в призму

равен углу его выхода, а внутри призмы луч идет параллельно основанию).

Для угла наименьшего отклонения выражение (3.1) может быть переписано в следующем виде:

$$\alpha_{\min} = 2i_1 - A,$$

или

$$i_1 = \frac{A + \alpha_{\min}}{2}.$$

Имея в виду, что  $i_1' = \frac{A}{2}$ , из (3.2) получаем:

$$n = \frac{\sin \frac{A + \alpha_{\min}}{2}}{\sin \frac{A}{2}}. \quad (3.4)$$

Последнее выражение удобно для нахождения угла наименьшего отклонения луча, когда известны показатель преломления  $n$  и преломляющий угол призмы  $A$ .

Для этого перепишем (3.4) так:

$$\alpha_{\min} = 2 \arcsin \left( n \sin \frac{A}{2} \right) - A. \quad (3.5)$$

Если  $A = 60^\circ$ , то это выражение упрощается, именно

$$\alpha_{\min} = 2 \arcsin \frac{n}{2} - 60^\circ.$$

Так, например, угол наименьшего отклонения для линии  $D$  в призме с преломляющим углом в  $60^\circ$  из стекла ТФЗ равен

$$\alpha_{\min} = 2 \arcsin \frac{1,7172}{2} - 60^\circ = 58^\circ 20'.$$

В спектральных приборах, особенно в монохроматорах, призмы часто устанавливаются в положение минимума отклонения, хотя это и не представляет выгоды в отношении дисперсии. Однако существует ряд других обстоятельств, по которым следует предпочесть положение наименьшего отклонения любому другому. Эти обстоятельства выяснятся впоследствии.

## § 10. Дисперсия призмы

Выше мы рассмотрели условия прохождения через призму монохроматического луча. Но если на призму будет падать параллельный пучок белого света, представляющего некоторую совокупность монохроматических лучей, то после преломления на первой и на второй грани призмы каждая группа лучей одной длины волны пойдет по своему направлению, отличному от направления лучей других длин волн. Произойдет пространственное (в смысле направления) разделение белого луча на монохроматические составляющие. Совершенно очевидно, что при этом наименьшее отклонение испытает только луч какой-то одной длины волны, именно той, для которой выполнено условие (3.4). Угловая протяженность спектра может быть определена как разность углов отклонения лучей крайних длин волн. Если угол отклонения лучей коротковолновой границы спектра  $\alpha_1$ , а длинноволновой  $\alpha_2$ , то угловая протяженность спектра равна:

$$\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2. \quad (3.6)$$

Полученная величина характеризует дисперсию призмы в угловой мере для какого-то конечного интервала длин волн. Представим себе, что этот интервал бесконечно мал, тогда и разность углов отклонения лучей с длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$  будет бесконечно мала:  $d\alpha$ . Отношение этих двух бесконечно малых величин

$$\frac{d\alpha}{d\lambda}$$

носит название *угловой дисперсии призмы*. Найдем ее выражение через основные параметры призмы. Для этого напишем

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{d\alpha}{dn} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3.7)$$

Воспользовавшись выражением (3.5) и проведя простые преобразования, для угловой дисперсии призмы вблизи угла наименьшего отклонения получим:

$$\frac{d\alpha_{\min}}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3.8)$$

Из формулы (3.8) видно, что угловая дисперсия призмы зависит от показателя преломления, дисперсии вещества  $\frac{dn}{d\lambda}$ , из которого сделана призма, и ее преломляющего угла. Расчет показывает, что формула (3.8), выведенная для угла наименьшего отклонения, применима и для углов, отличающихся от угла наименьшего отклонения на несколько градусов. Это обстоятельство связано с тем, что кривая  $\alpha = f(\lambda)$  имеет около минимума довольно пологий ход.

Для быстрой оценки угловой протяженности того или иного участка спектра можно применять следующую формулу:

$$\Delta\alpha = (n_1 - n_2) \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \bar{n}^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}, \quad (3.9)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления длин волн, ограничивающих участок спектра, а  $\bar{n} = \frac{n_1 + n_2}{2}$ .

**Пример.** Требуется определить угловую протяженность видимого спектра, получающегося от призмы с преломляющим углом  $A = 60^\circ$ , сделанной из стекла ТФ5.

Показатели преломления, соответствующие длинам волн спектральных линий  $h$  (404,7 мкм) и  $A'$  (768,2 мкм), имеют следующие значения:  $n_h = 1,8060$ ,  $n_{A'} = 1,7389$ . Средний показатель преломления равен  $\bar{n} = 1,77245$ . Подставив эти значения в формулу (3.9), получим:

$$\Delta\alpha = (1,8060 - 1,7389) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{(1,77245)^2}{4}}} = 0,1449,$$

или в градусах:

$$\Delta\alpha = 8^\circ 18'.$$

Входящая в формулу (3.8) величина  $\frac{dn}{d\lambda}$  представляет собою дисперсию вещества, из которого сделана призма. Эту величину можно найти графически, когда известны показатели преломления для ряда длин волн, или аналитически, если известен вид функции  $n = f(\lambda)$ . Существует целый ряд эмпирических формул, выражающих зависимость показателя преломления от длины волны. Так, для стекла мы уже

приводили формулу Гартмана (2.1). Для кварца применяется формула Рубенса (для обыкновенного луча):

$$n_0^2 = a_0^2 + \frac{a_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{a_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2} - \frac{a_3}{\lambda_3^2 - \lambda^2}, \quad (3.10)$$

где  $a_0 = 4,57877$ ,  $a_1 = 0,010654$ ,  $a_2 = 44,224$ ,  $a_3 = 713,55$ ,  $\lambda_1^2 = 0,00627$ ,  $\lambda_2^2 = 78,22$ ,  $\lambda_3^2 = 430,55$  и длина волны  $\lambda$  выражена в микронах.

Для флюорита существует формула Пашена:

$$n^2 = a_0^2 + \frac{a_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - k\lambda - h\lambda^4. \quad (3.11)$$

Здесь

$$a_0 = 2,03888, \quad a_1 = 0,006166, \quad \lambda_1^2 = 0,0086959, \\ k = 0,003200, \quad h = 0,0000029195.$$

Для каменной соли применяется формула:

$$n^2 = 2,3285 + \frac{0,018496}{\lambda^2 - 0,01621} - 0,000920 \lambda^2. \quad (3.12)$$

В последних двух формулах длина волны выражена также в микронах.

Пользуясь этими формулами, можно найти значение показателя преломления для любой длины волны в пределах области нормальной дисперсии, величину дисперсии вещества  $\frac{dn}{d\lambda}$  и, следовательно, угловую протяженность спектра для того или иного спектрального интервала.

Точная формула для угловой протяженности спектра запишется так:

$$\Delta\alpha = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\alpha}{d\lambda} d\lambda. \quad (3.13)$$

Найденное выше по приближенной формуле (3.9) значение  $\Delta\alpha = 8^\circ 18'$  отличается от точного только на несколько угловых минут.

## § 11. Потери света в призме

При прохождении через призму часть энергии светового пучка теряется вследствие отражения от граней призмы и поглощения внутри нее. Потери эти могут быть учтены, если

известны показатель преломления и коэффициент поглощения вещества, из которого сделана призма.

Пользуясь формулами Френеля для отражения света на границе двух прозрачных сред, можно найти долю световой энергии, потерянной вследствие отражения.

Рассмотрим отражение луча, испытывающего минимальное отклонение, т. е. идущего внутри призмы параллельно ее основанию.

Коэффициенты отражения лучей, колебания которых параллельны или перпендикулярны преломляющему ребру призмы, по Френелю запишутся так:

$$R_{\parallel} = \frac{\sin^2(i_1 - i_1')}{\sin^2(i_1 + i_1')}; \quad R_{\perp} = \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i_1')}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i_1')}. \quad (2.2)$$

Коэффициент отражения для естественного света найдется как среднее арифметическое из двух полученных значений, т. е.

$$R = \frac{R_{\parallel} + R_{\perp}}{2}. \quad (3.14)$$

Найдем, для примера, потери на отражение в призме с преломляющим углом  $60^\circ$  из стекла ТФ3 для спектральных линий  $\lambda = 404,7$  мкм и  $\lambda = 656,6$  мкм.

Пользуясь уравнением (3.4), можно найти угол падения  $i_1 = \frac{A + \alpha_{\min}}{2}$ . Для  $\lambda = 404,7$  мкм он оказывается равным  $61^\circ 45'$ , для  $\lambda = 656,6$  мкм он равен  $58^\circ 48'$ .

Зная, что  $i_1' = \frac{A}{2}$ , найдем значения коэффициентов отражения на первой грани:

$$R'_{\parallel} = \frac{\sin^2(61^\circ 45' - 30^\circ)}{\sin^2(61^\circ 45' + 30^\circ)} = 0,2769,$$

$$R'_{\perp} = \frac{\operatorname{tg}^2(61^\circ 45' - 30^\circ)}{\operatorname{tg}^2(61^\circ 45' + 30^\circ)} = 0,00035$$

и

$$R' = 0,1386.$$

На второй грани будет потеряно

$$R''_{\parallel} = R'_{\parallel} (1 - R'_{\parallel}) = 0,2002,$$

$$R''_{\perp} = R'_{\perp} (1 - R'_{\perp}) = 0,00035 \quad \text{и} \quad R'' = 0,1003.$$

Общие потери на отражение в призме составляют: 0,239 для  $\lambda = 404,7$  мкм и 0,216 для  $\lambda = 656,6$  мкм. Следовательно, свыше 20% света теряется при отражении от граней призмы.

Для подсчета потерь на поглощение необходимо воспользоваться законом Бугера, по которому световой поток, прошедший через поглощающую среду, связан с входящим в среду потоком следующим соотношением:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-kl}. \quad (3.15)$$

Здесь  $k$  — показатель поглощения вещества, а  $l$  — толщина поглощающего слоя.

Отношение

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{-kl} = T$$

называется коэффициентом пропускания и показывает долю светового потока, прошедшего через поглощающий слой. В случае плоскопараллельного слоя коэффициент пропускания одинаков для всех лучей, входящих в состав исследуемого монохроматического пучка. Но в случае призмы приходится иметь дело с клинообразным слоем, так что лучи, проходящие в главном сечении призмы на различном расстоянии от ее вершины, будут поглощаться по-разному. Именно, по мере удаления от вершины призмы поглощение света увеличивается и принимает наибольшее значение для лучей, проходящих около базиса призмы. Отсюда следует, что для нахождения коэффициента пропускания призмы необходимо разбить весь световой поток, падающий на призму, на бесконечно малые потоки, написать для каждого из них формулу Бугера и проинтегрировать в пределах от  $l = 0$  у вершины до  $l = l_0$  у базиса призмы.

На рис. 13 изображено сечение призмы плоскостью, проходящей через биссектрису преломляющего угла. Ось  $x$

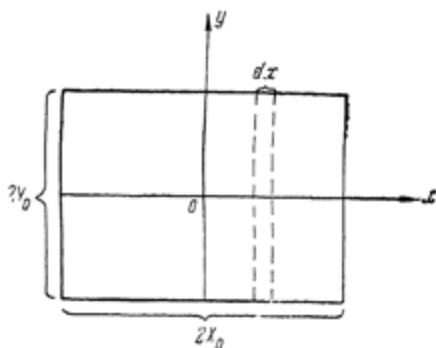


Рис. 13. Сечение призмы через биссектрису преломляющего угла.



лежит в плоскости главного сечения. Длина пути луча в призме  $l$  является линейной функцией  $x$ , именно

$$l = ax + b.$$

Константы  $a$  и  $b$  легко определить. Положим  $x = 0$ , тогда  $b = l$ , т. е. средней толщине призмы, при  $l = 0$ ,  $a = -\frac{b}{x_0}$ , где  $x_0$  — расстояние от начала координат до вершины и до базиса призмы [2, 3].

Условимся, что поток распределен по сечению  $4y_0x_0$  равномерно. Тогда падающий элементарный световой поток выразится так:

$$d\Phi_0 = \frac{\Phi_0}{4y_0x_0} 2y_0 dx.$$

Напишем выражение закона Бугера для элементарного светового потока, прошедшего через призму:

$$d\Phi = d\Phi_0 e^{-kl} = \frac{\Phi_0}{2x_0} e^{-k(ax+b)} dx,$$

и проинтегрируем в пределах от  $-x_0$  до  $+x_0$ :

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2x_0} e^{-kb} \int_{-x_0}^{+x_0} e^{-kax} \cdot dx = \Phi_0 e^{-kb} \frac{e^{kax_0} - e^{-kax_0}}{2kax_0}$$

или

$$T = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\text{sh } kax_0}{kax_0} e^{-kb}. \quad (3.16)$$

Окончательно, приняв во внимание, что  $ax_0 = b$ , и обозначив  $e^{-kb} = T_b$ , получаем:

$$T = T_b \frac{\text{sh } kb}{kb}. \quad (3.17)$$

Таким образом, коэффициент пропускания призмы с базисом  $2b$  равен коэффициенту пропускания плоскопараллельного слоя с толщиной  $b$ , умноженному на отношение синуса гиперболического к его аргументу. Это отношение близко к единице при малых значениях аргумента  $kb$ , откуда следует, что только при незначительном поглощении (малое  $k$ ) или при небольшом преломляющем угле призмы (малое  $b$ ) можно принять  $T = T_b$ .

## § 12. Различные типы диспергирующих систем

**Призма Резерфорда.** Из предыдущего следует, что для получения возможно большей угловой дисперсии световых лучей необходимо применять призмы с большим преломляющим углом и делать их из материала с большой дисперсией ( $\frac{dn}{d\lambda}$ ). Однако на этом пути возникает ряд трудностей. При увеличении преломляющего угла призмы увеличивается угол падения и поэтому, во-первых, сильно растут потери света, вследствие отражения на гранях призмы, во-вторых, угол падения на вторую грань может оказаться больше предельного и произойдет полное внутреннее отражение. Так, для стекла с показателем преломления 1,9 преломляющий угол не должен превосходить  $63^\circ$  [4].

Поэтому для получения большой дисперсии применяют либо системы из нескольких призм, ставя их одну за другой, либо сложные призмы. На рис. 14 изображена призма, предложенная Резерфордом. Она состоит из трех склеенных призм: призмы с большим преломляющим углом, изготовленной из стекла с высоким показателем преломления, и двух боковых призм, сделанных из стекла с малым показателем преломления. Назначение боковых призм — уменьшить угол падения, благодаря чему уменьшаются потери на отражение и увеличивается сечение пучка.

Вызываемое боковыми призмами уменьшение дисперсии незначительно, так как дисперсия стекла, из которого они сделаны, много меньше дисперсии материала основной призмы.

**Призма прямого видения.** В некоторых случаях для получения спектра очень удобна призма прямого видения. Так называется сложная призма, состоящая из нескольких (трех или пяти) склеенных между собою призм. В такой призме один из средних лучей спектра проходит призму без отклонения, а лучи с большей и меньшей длиной волны отклоняются в обе стороны от этого среднего луча. Благодаря такому ходу лучей середина спектра расположена



Рис. 14. Призма Резерфорда.

около оптической оси; последняя в приборах с призмой прямого видения не имеет излома, в отличие от большинства спектральных приборов, у которых оптическая ось представляет ломаную линию.

На рис. 15 изображено сечение тройной призмы Амиши. Средняя призма делается из тяжелого флинта, а две край-

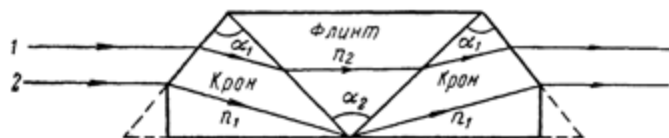


Рис. 15. Призма прямого видения.

ние — из крона. На рисунке показан ход лучей, не испытывающих отклонения по выходе из призмы. Из пучка, падающего на призму, луч 2 является крайним, способным еще пройти призму без многократного отражения; все нижележащие лучи будут отражаться от нижней грани и примешиваться к регулярному спектру, загрязняя его. Поэтому углы призмы, обозначенные пунктиром, обычно срезаются и место среза покрывается черной краской.

Как правило, дисперсия таких призм не может быть большой, так как преломляющие углы призм направлены в противоположные стороны и общая дисперсия призмы будет равна разности дисперсий составляющих призм. Все же, если средняя призма сделана из тяжелого флинта, угловая протяженность спектра между линиями *C* и *F* может достигать  $4^{\circ}45'$ .

Для луча, проходящего без отклонения и дающего прямолинейное изображение щели, существует формула, по которой может быть найден преломляющий угол средней призмы  $\alpha_2$ , если  $\alpha_1 = 90^{\circ}$ :

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2} = \sqrt{\frac{n_1^2 - 1}{n_2^2 - n_1^2}}. \quad (3.18)$$

Обычно призмами прямого видения снабжаются карманные спектроскопы, которые, благодаря прямому ходу лучей, могут быть сделаны очень компактными.

**Призма постоянного угла отклонения.** Эта призма состоит из двух 30-градусных призм, приклеенных к катетным граням

прямоугольной равнобедренной призмы (рис. 16). Последняя выполняет роль зеркала и никакого значения для дисперсии светового пучка не имеет. Такая система эквивалентна спектральной призме с преломляющим углом в  $60^\circ$  и обладает свойством отклонять на  $90^\circ$  луч, испытывающий минимальное отклонение.

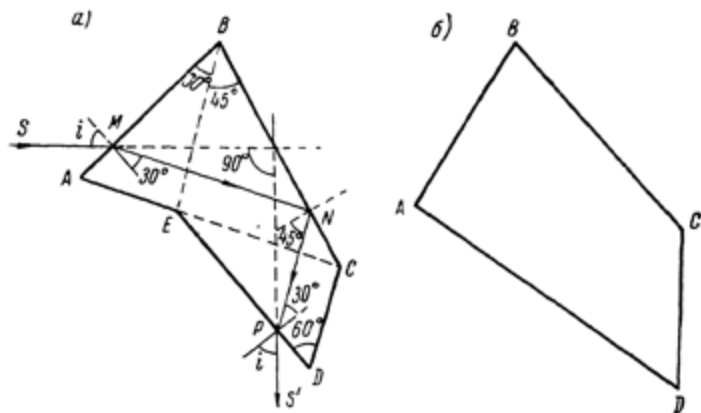


Рис. 16. Призма постоянного угла отклонения: *а* — склеенная из трех призм; *б* — изготовленная из одного куска.

Если такую систему вращать вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка, то в данном направлении  $PS'$  будут выходить лучи, соответствующие различным длинам волн, каждый раз автоматически оказываясь в минимуме отклонения.

Нередко призмы постоянного угла отклонения делают из одного куска стекла, как это показано на рис. 16 б). Изготовление такой призмы проще, так как исключается полировка четырех внутренних граней. Кроме того, при этом исключается склеивающий слой, который является источником рассеянного света, вследствие неизбежных от него отражений, а при неодинаковой толщине может несколько изменить величину углов  $ABC$  и  $BCD$ . Однако при изготовлении призмы из тяжелого флинта, обладающего заметным поглощением в сине-фиолетовой части спектра, следует предпочесть конструкцию призмы, изображенную на рис. 16 а). В этом случае равнобедренная призма  $SBE$  изготавливается из слабо поглощающего стекла (крона), и благодаря этому сильно уменьшаются потери на поглощение.

Следует обратить внимание на тщательность изготовления отражающей грани  $BC$ . Точность ее изготовления должна быть вдвое большей, чем граней  $AB$  и  $ED$ , поскольку она работает как зеркало. При установке призмы в прибор и во время ее работы необходимо внимательно следить за состоянием поверхности этой грани, так как наличие загрязнений и повреждений ухудшит чистоту спектра.

**Система Вадсворта.** Большое распространение, особенно в инфракрасной области спектра, получила диспергирующая система постоянного угла отклонения, предложенная Вадсвортом [6]. Система состоит из обыкновенной трехгранной призмы и плоского зеркала, жестко с ней связанного.

Как и призма постоянного угла отклонения, система Вадсворта сохраняет постоянство угла между входящим и выходящим лучами, если ось вращения системы находится в некотором определенном положении. В этом легко убедиться, рассмотрев рис. 17.

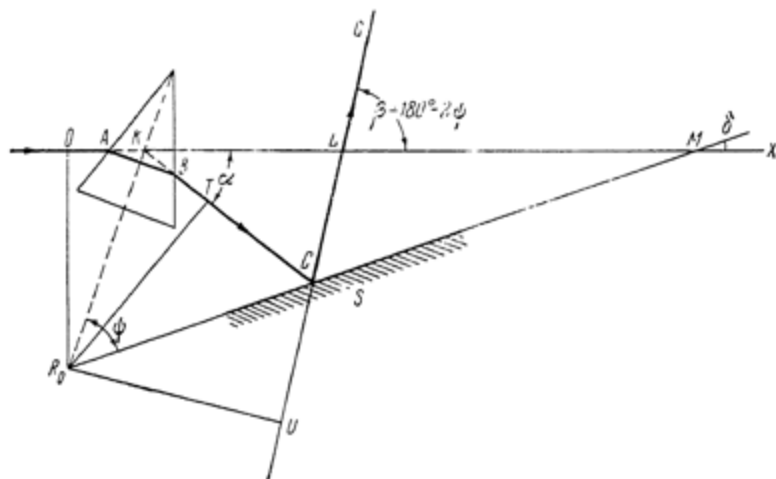


Рис. 17. Система Вадсворта.

Луч белого света, распространяясь по направлению  $OX$ , падает на грань призмы в точке  $A$ . Преломляясь, луч  $OA$  распадается на монохроматические составляющие, из которых какая-то одна пройдет призму в угле наименьшего отклонения по  $AB$  и по выходе призмы — по направлению  $BC$ , откло-

няясь от своего первоначального направления на угол  $\alpha$ . В точке  $C$  этот луч встречает плоское зеркало  $S$  и, отражаясь от него, идет по направлению  $CL$ , составляющему с первоначальным направлением  $OX$  угол  $\beta$ .

Обозначим через  $\psi$  угол между плоскостью зеркала и плоскостью, делящей пополам преломляющий угол призмы. При жестком креплении зеркала относительно призмы угол  $\psi$  будет оставаться постоянным для любого положения системы относительно направления падающего луча.

Можно показать, что угол  $\beta$  связан с углом  $\psi$  соотношением:

$$\beta = 180^\circ - 2\psi. \quad (3.19)$$

Из рис. 17 видно, что  $\angle OKC = 180^\circ - \alpha$ . В то же время

$$\angle R_0KC = \frac{1}{2} \angle OKC = 90^\circ - \frac{\alpha}{2}.$$

В треугольнике  $R_0KC$

$$\begin{aligned} \angle R_0CK &= 180^\circ - \angle R_0KC - \angle KR_0C = \\ &= 180^\circ - \left(90^\circ - \frac{\alpha}{2}\right) - \psi = 90^\circ + \frac{\alpha}{2} - \psi. \end{aligned}$$

По закону отражения  $\angle R_0CK = \angle MCL$ , откуда

$$\angle KCL = 180^\circ - 2 \angle R_0CK.$$

Заменяя угол  $R_0CK$  его выражением из предыдущего, получаем:

$$\angle KCL = 180^\circ - 2 \left(90^\circ + \frac{\alpha}{2} - \psi\right) = 2\psi - \alpha.$$

Окончательно

$$\beta = \angle KLC = 180^\circ - \alpha - (2\psi - \alpha) = 180^\circ - 2\psi,$$

что и требовалось доказать.

Легко видеть, что при изменении угла  $\psi$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  угол  $\beta$  изменяется от  $180^\circ$  до  $0^\circ$ . При  $\psi = 0^\circ$  получаем автоколлимационную систему, которая, таким образом, является частным случаем системы Вадсворта. При  $\psi = 90^\circ$  угол  $\beta = 0^\circ$ , т. е. после прохождения системы луч не меняет своего направления. Наконец, при значениях  $\psi$ , превышающих  $90^\circ$ , угол  $\beta$  становится отрицательным, при этом может случиться,

что прошедший схему луч не встретит зеркала  $S$  и пойдет в том направлении, в каком отклонила его призма. Для этого необходимо, чтобы

$$\psi = 90^\circ + \frac{\alpha}{2}. \quad (3.20)$$

При значениях  $\psi$ , превышающих указанные в формуле (3.20), луч, прошедший призму в угле наименьшего отклонения, может попасть на зеркало только в том случае, если плоскость зеркала пересекает плоскость биссектрисы преломляющего угла в точках, расположенных со стороны вершины призмы. Таким образом, установка зеркала может быть либо под углом  $\psi < 90^\circ + \frac{\alpha}{2}$ , либо под углом  $\psi > 90^\circ + \frac{\alpha}{2}$ . Формула (3.20) остается в силе и для второго случая.

Основное условие, необходимое для того, чтобы луч, прошедший систему в угле наименьшего отклонения, не испытывал бокового смещения при повороте столика с призмой и зеркалом, состоит в том, чтобы ось вращения столика была совмещена с линией пересечения плоскости зеркала и плоскости, делящей пополам преломляющий угол призмы. На рис. 17 ось вращения должна проходить через точку  $R_0$ . Докажем это положение [6].

Опустим из точки  $R_0$  перпендикуляры:  $R_0O$  — на луч  $OX$ ,  $R_0T$  — на луч  $KC$  и  $R_0U$  — на луч  $CL$ . Легко доказать, что  $R_0O = R_0T = R_0U$ . Действительно, равенство  $R_0O = R_0T$  вытекает из равенства прямоугольных треугольников  $OKR_0$  и  $TKR_0$ . Равенство  $R_0T = R_0U$  следует из равенства прямоугольных треугольников  $R_0CT$  и  $R_0CU$ , имеющих общую гипотенузу и равные углы  $TCR_0$  и  $UCR_0$ , которые порознь равны углу  $LCM$ . Если при повороте столика расстояние  $R_0O$  не изменяется, то должно оставаться постоянным и  $R_0U$ , а это является условием отсутствия бокового смещения луча  $CL$ . Но условие  $R_0U = \text{const}$  будет иметь место только в том случае, когда ось вращения проходит через точку  $R_0$ . При невыполнении этого условия луч, прошедший призму в угле наименьшего отклонения, при повороте столика будет смещаться. Выясним, как зависит смещение луча от смещения оси вращения.

Положим, что ось вращения столика проходит через точку  $R$  (рис. 18), смещенную относительно точки  $R_0$ . Рас-

стояние  $RR_0$  обозначим через  $r$  и через  $\varphi$  — угол, составляемый направлением  $R_0R$  с осью  $R_0X_0$ , параллельной  $OX$ .

Найдем расстояние  $p$  от точки  $R$  до луча  $CL$ , которое равно длине перпендикуляра  $RW$ . Проведем через точку  $R_0$  прямую  $R_0S$ , параллельную  $CL$ , и опустим из той же точки перпендикуляры  $R_0O$  на  $OX$  и  $R_0U$  на продолжение луча  $CL$ . Продолжим линию  $RW$  до пересечения с  $R_0S$  и опустим из

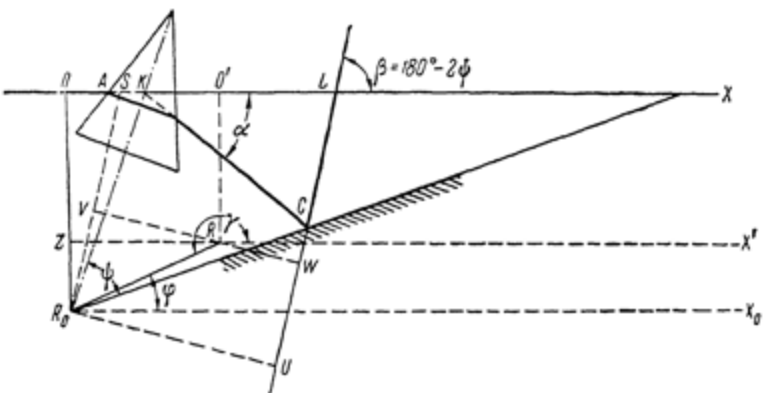


Рис. 18. Система Вадсворта. Ось вращения системы смещена из точки  $R_0$  в точку  $R$ .

точки  $R$  перпендикуляр  $R_0O'$  на луч  $OX$ . Ввиду того, что  $\angle SR_0X_0 = \beta$ , а  $\angle RR_0X_0 = \varphi$ , можно выразить  $RW$  следующим образом:

$$p = RW = R_0U - VR = R_0U - r \sin(\beta - \varphi) = R_0U + r \sin(\varphi - \beta). \quad (3.21)$$

При повороте столика около оси, проходящей через  $R$ , расстояние  $RO'$  от точки  $R$  до оси  $OX$  остается постоянным, расстояние  $R_0O = R_0U$  изменяется. Поэтому в формуле (3.21) заменим величину  $R_0U$  ее выражением через  $RO'$ . Для этого проведем через точку  $R$  прямую  $ZRX'$ , параллельную оси  $OX$ . Из рис. 18 видно, что

$$R_0O = R_0Z + ZO = R_0Z + RO'.$$

Вместе с тем  
ЭБ "Научное наследие России"  $R_0Z = r \sin \varphi.$



Подставляя это значение в предыдущую формулу и обозначая  $RO'$  через  $a$ , получаем:

$$R_0O = r \sin \varphi + a.$$

Теперь можно записать формулу (3.21) в виде

$$p = r \sin \varphi + a + r \sin (\varphi - \beta) = a + 2r \sin (\varphi - \beta/2) \cos \beta/2.$$

И, наконец, выражая  $\beta$  через  $\psi$ , получаем:

$$\begin{aligned} p &= a + 2r \sin (\varphi - 90^\circ + \psi) \cos (90^\circ - \psi) = \\ &= a - 2r \cos (\varphi + \psi) \sin \psi. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Чтобы найти величину бокового смещения луча при повороте столика около оси, проходящей через точку  $R$ , заменим угол  $\varphi$  на угол  $\gamma = 180^\circ + \varphi$ . Тогда формула (3.22) переписывается так:

$$p = a + 2r \cos (\gamma + \psi) \sin \psi. \quad (3.23)$$

Пусть при повороте столика на угол  $\Delta\gamma$  боковое смещение луча  $\Delta p$ . Тогда

$$p + \Delta p = a + 2r \cos (\gamma + \Delta\gamma + \psi) \sin \psi. \quad (3.24)$$

Вычитая (3.23) из (3.24), получаем:

$$\begin{aligned} \Delta p &= 2r \cos (\gamma + \Delta\gamma + \psi) \sin \psi - 2r \cos (\gamma + \psi) \sin \psi = \\ &= -4r \sin \left( \gamma + \psi + \frac{\Delta\gamma}{2} \right) \sin \frac{\Delta\gamma}{2} \sin \psi. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Так как  $\sin \left( \gamma + \psi + \frac{\Delta\gamma}{2} \right) \sin \psi \leq 1$ , то можно написать

$$|\Delta p| \leq 4r \sin \frac{\Delta\gamma}{2}.$$

Если принять, что угол наименьшего отклонения для некоторого интервала длин волн изменяется на  $10^\circ$ , то  $\Delta\gamma = 5^\circ$  \*). В таком случае

$$|\Delta p| < 4r \sin 2,5^\circ = 0,175 r,$$

т. е. боковое смещение луча составляет меньше  $1/6$  расстояния, на которое удалена ось вращения от точки  $R_0$ .

\*) При повороте столика на угол  $\Delta\gamma$  угол наименьшего отклонения должен измениться на величину  $2\Delta\gamma$ .

**Призма Корню.** При изготовлении призм из кварца необходимо принимать во внимание наличие в кварце анизотропии. Вследствие двойного лучепреломления чистота спектра, полученного от призмы, сделанной из цельного куса кварца, может быть очень низкой. Чтобы представить себе, насколько ухудшается чистота спектра, можно подсчитать по формуле (3.9) величину углового расхождения обыкновенного и необыкновенного лучей ( $\lambda = 300 \text{ мкм}$ ), распространяющихся в направлении, перпендикулярном оптической оси. Оказывается, что эта величина несколько больше  $1^\circ$ . Такое угловое расхождение приведет к тому, что в одно и то же место спектра попадут лучи длин волн, отличающихся на  $25\text{—}30 \text{ мкм}$ . Поэтому обычно призму из кварца вырезают так, чтобы направление луча, идущего в призме в минимуме отклонения, совпадало с оптической осью кварца.

Однако и эта мера недостаточна, так как в кварце еще имеет место вращение плоскости поляризации луча и при том различное для различных длин волн.

Если воспользоваться формулой (3.9) и подставить в нее значения разности показателей преломления волн, поляризованных по кругу во взаимно противоположных направлениях \*), то получим следующие угловые расхождения: для  $\lambda = 589,3 \text{ мкм}$  около  $23''$  и для  $\lambda = 219 \text{ мкм}$  около  $1'$ . Из этих данных видно, что вращательным действием кварца пренебречь нельзя. Поэтому Корню предложил делать кварцевую призму из двух: одной из правовращающего кварца, другой из левовращающего (рис. 19). Соединение этих призм в одну осуществляется посадкой их на оптический контакт.

**Призма Ферри** [7]. Особенностью призмы Ферри является то, что обе рабочие грани искривлены и одна из них, будучи покрыта слоем металла, является зеркалом (рис. 20).

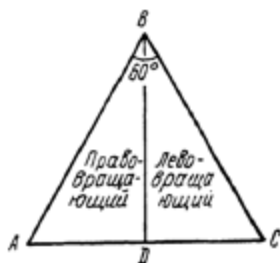


Рис. 19. Кварцевая призма Корню.

\*) Для нахождения разности  $n'' - n'$  следует воспользоваться формулой (2.5) и табл. 8.

Пусть  $R$  есть радиус кривизны входной поверхности призмы  $MPQN$ . Проведем прямые  $PC$  и  $QC$  так, чтобы они образовали с нормальными  $PA$  и  $QA$  в точках падения одинаковые углы  $i$ ; в точке  $C$  помещается щель.

Углу падения  $i$  соответствует угол преломления  $i'$ . Продолжая преломленные лучи до пересечения, получаем точку  $B$ , которая является центром кривизны задней поверхности призмы, если  $i'$  есть угол преломления луча, проходящего

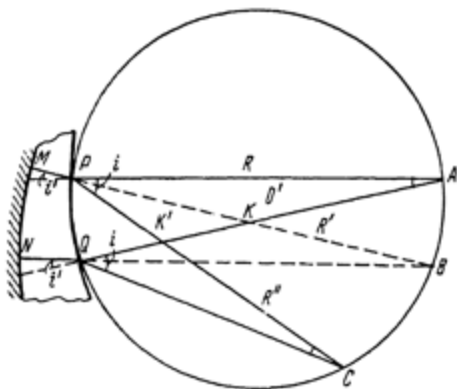


Рис. 20. Призма Ферр'я.

в минимуме отклонения и падающего на заднюю поверхность нормально. В таком случае отраженные этой поверхностью лучи после выхода из призмы соберутся в точке  $C$ . Лучи других длин волн соберутся в точках, расположенных по соседству с  $C$ .

Можно показать, что углы  $PAQ$ ,  $PBQ$  и  $PCQ$  равны. В самом деле, два треугольника  $APK'$  и  $QCK'$ , имеющие одну общую вершину  $K'$ , являются подобными: они имеют равные углы при общей вершине  $K'$  и углы  $i$ , равные по построению. Таким же образом можно доказать, что угол  $PAQ$  равен углу  $PBQ$  и что все монохроматические лучи, располагающиеся по соседству с точкой  $C$ , пересекаются под тем же углом.

Следовательно, через точки  $P$ ,  $Q$ ,  $C$ ,  $B$  и  $A$  можно провести окружность, на которой и будет расположен спектр.

Легко видеть, что радиус этой окружности равен  $\frac{R}{2}$ .

Особенность призмы Фери заключается в том, что она выполняет обе функции — диспергирование и проектирование пучков и не нуждается в проекционной системе. Однако она обладает значительным астигматизмом и может применяться только в приборах с малой апертурой.

**Многопризменные системы.** В заключение рассмотрим диспергирующие системы, состоящие из нескольких отдельных призм. Такие системы применяются либо из конструктивных соображений, либо из соображений получения большой угловой дисперсии.

На рис. 21 изображена система Леве, состоящая из двух 30-градус-



Рис. 21. Система Леве.

ных призм, расположенных одна за другой так, что их гипотенузные грани параллельны друг другу. Луч  $SO$ , падая на первую призму под углом  $i$ , преломляется на грани  $AB$ , испытывает на грани  $BC$  полное внутреннее отражение и преломляется вторично на грани  $AC$ . Падая на вторую призму под углом  $i'$ , он снова испытывает два преломления, одно полное внутреннее отражение и выходит в направлении, параллельном первоначальному направлению луча. Благодаря этому оптические оси обеих половин спектрального прибора располагаются параллельно друг другу.

Другой вариант системы из двух 30-градусных призм изображен на рис. 22. Это система Юнга—Толлона. Здесь призмы расположены так, что входная грань первой и выходная второй призмы перпендикулярны оптическим осям. Если в данном положении система дает минимум отклонения для луча какой-то длины волны, то, чтобы получить это условие для луча другой длины волны, необходимо повернуть

одну из призм, а вместе с нею и всю расположенную за призмой оптическую систему на некоторый угол около оси  $O$ , перпендикулярной плоскости рисунка.

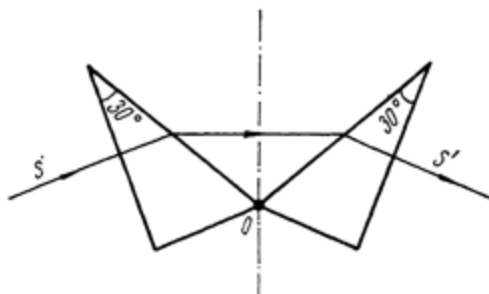


Рис. 22. Система Юнга — Толлона.

В монохроматорах обычно вращают только призмы около оси  $O$ . При этом условие минимума отклонения для всех

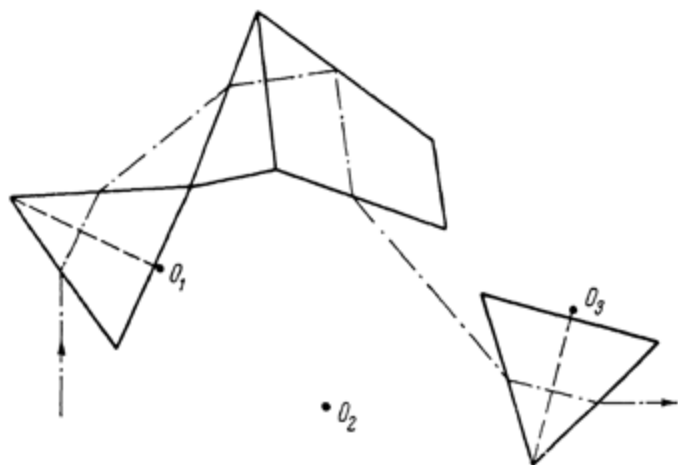


Рис. 23. Трехпризменная система.

лучей, кроме одного, не выполняется и, как показывает расчет, дисперсия заметно уменьшается.

Большой угловой дисперсией обладает система, изображенная на рис. 23 и состоящая из трех призм: двух 60-гра-

дусных и одной призмы постоянного отклонения. Эта система позволяет осуществить условие минимума отклонения для всех составляющих ее призм и работает по принципу постоянного отклонения [8].

Переход от одной области спектра к другой осуществляется поворотом призм вокруг осей  $O_1$ ,  $O_2$  и  $O_3$ , при этом первые две призмы вращаются в одну сторону, третья — в противоположную. Соотношение между углами поворота призм следующее: если первая и третья поворачиваются на угол  $\varphi$ , то призма постоянного отклонения поворачивается на угол  $3\varphi$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фриш С. Э. Техника спектроскопии. Изд. ЛГУ, 1936.
  2. Perry I. W. Proc. Phys. Soc. **50**, 265 (1938).
  3. Weaver H. T. JOSA **41**, 331 (1951).
  4. Тудоровский А. И. Теория оптических приборов, т. 1. Изд. АН СССР, 1948.
  5. Waadsworth F. L. Phil. Mag. **38**, 337 (1894).
  6. Юрьев М. А. Изв. АН СССР, сер. физ. **11**, 454 (1947).
  7. Fery M. C. J. de Physique **9**, 762 (1910).
  8. Хршановский С. А. Изв. АН СССР, сер. физ. **11**, 482 (1948).
-

## ГЛАВА 4

### ПРОЕКТИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ

#### § 13. Идеальная оптическая система

В предыдущей главе мы видели, что призма преобразует пучок белого света в прерывную или непрерывную последовательность пространственно разделенных монохроматических лучей. Для получения чистого спектра необходимо, чтобы при этом не происходило наложения одних монохроматических лучей на другие. Совершенно очевидно, что это возможно только в том случае, когда *углы входа, как и углы выхода всей совокупности лучей, образующих данный монохроматический поток, будут одинаковы*. Для призмы с плоскими гранями это условие выполняется, если падающие на грань призмы лучи параллельны, иначе говоря, если на призму падает плоская световая волна. Осуществление ограниченной плоской волны от источника конечных размеров — задача, практически невыполнимая по ряду причин. Причины эти кроются, с одной стороны, в самой природе света, с другой — в физических свойствах среды, в которой свет распространяется. Займемся вначале выяснением второй группы причин и рассмотрим те способы и средства, которые позволяют в какой-то мере решать задачу преобразования расходящегося светового пучка в параллельный и параллельного в сходящийся.

Обычно для этой цели применяются проектирующие системы, состоящие из линз или зеркал. В основе действия этих систем на световые лучи лежат явления преломления и отражения света на границе двух сред. Поверхности линз и зеркал в большинстве случаев имеют сферическую форму, которая, вообще говоря, не является единственно возможной, и ее преимущество перед другими формами отражающих и

преломляющих поверхностей лишь в том, что ее легче изготовить \*).

О свойствах оптической системы можно судить по качеству изображения, которое с помощью ее получено. Известно, что простые линзы и зеркала в ряде случаев не дают правильного и резкого изображения. Чтобы выяснить, в какой мере и при каких условиях проектирующая система решает поставленную выше задачу, рассмотрим прохождение света через простейшую оптическую систему и выясним закономерности, которые при этом имеют место.

Простейшей оптической системой является сферическая поверхность, разделяющая две среды с различными показателями преломления (рис. 24).

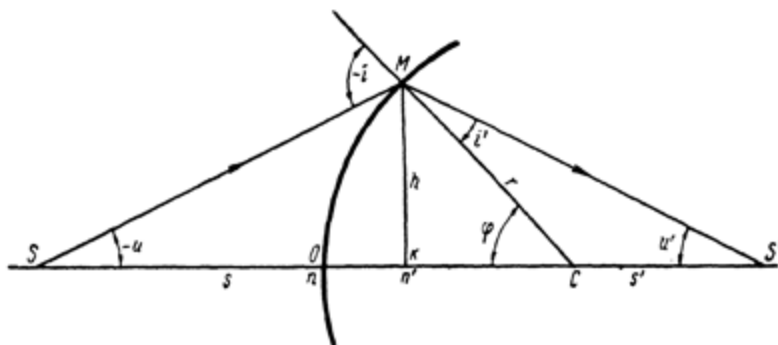


Рис. 24. Преломление луча на сферической поверхности, разделяющей две среды.

Если  $S$  — светящаяся точка на оси системы,  $S'$  — ее изображение, то при малых углах  $u$  и  $u'$  связь между отрезками  $s$ ,  $s'$  и радиусом кривизны  $r$  может быть выражена инвариантом Аббе \*\*)

$$n \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{s} \right) = n' \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{s'} \right). \quad (4.1)$$

\*) Этим, повидимому, и объясняется то обстоятельство, что исторически самыми ранними были именно системы с линзами и зеркалами сферической формы.

\*\*\*) При малых углах падения и преломления закон преломления можно выразить формулой:  $ni_1 = n'l_1$ .



Отсюда легко получить как формулу сферического зеркала, так и формулу тонкой линзы. В первом случае имеет место отражение, поэтому  $n = -n'$ , и правая часть будет со знаком минус. В результате простых преобразований получаем для сферического зеркала:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{2}{r}. \quad (4.2)$$

Чтобы получить формулу тонкой линзы, необходимо написать два уравнения вида (4.1) для сферических поверхностей, ограничивающих линзу. Затем, если принять показатель преломления среды, окружающей линзу, равным единице, а толщину линзы равной нулю, то после простых преобразований можно получить формулу:

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (4.3)$$

Изображение бесконечно далекой точки ( $s = \infty$ ) получается в точке, отстоящей от линзы на расстоянии  $s' = f'$  и носящей название фокуса. В этом случае формула (4.3) принимает вид:

$$\frac{1}{f'} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (4.4)$$

Эта формула определяет фокусное расстояние тонкой линзы в зависимости от радиусов кривизны и показателя преломления. Подставив в (4.3) вместо правой части  $\frac{1}{f'}$ , получим уравнение Гаусса:

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \frac{1}{f'}. \quad (4.5)$$

Уравнение Гаусса применимо и к линзам *конечной толщины*, с тем лишь отличием, что расстояния предмета  $s$  и изображения  $s'$  отсчитываются не от вершин преломляющих поверхностей линзы, а от ее *главных плоскостей*  $H$  и  $H'$  (рис. 25). В этом случае фокусное расстояние линзы определяется следующим соотношением:

$$f' = \frac{nr_1r_2}{(n-1)[n(r_2-r_1) + (n-1)d]}, \quad (4.6)$$

где  $d$  — толщина линзы. Расстояние между главными плоскостями приближенно может быть определено по формуле

$$HH' \cong \left(1 - \frac{1}{n}\right)d. \quad (4.7)$$

При выводе формулы (4.1) мы предполагали, что углы  $u$  и  $u'$  очень малы, и на этом основании могли считать, что отрезок  $SM$  равен отрезку  $s$  и отрезок  $S'M$  равен отрезку  $s'$

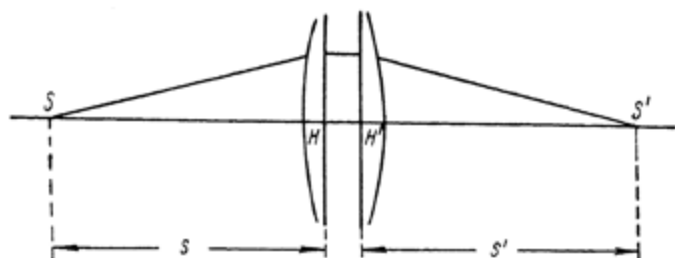


Рис. 25. Линза конечной толщины.

(рис. 24). Иначе говоря, мы ограничились областью пространства, непосредственно примыкающей к оптической оси. Эту область принято называть областью параксиальных лучей, или гауссовой.

В геометрической оптике принято понятие идеальной оптической системы, которая должна удовлетворять следующим условиям:

1) всякий гомоцентрический пучок <sup>\*</sup>), вступающий в оптическую систему, остается гомоцентрическим и по выходе из нее. Иными словами, всякая точка изображается также в виде точки;

2) изображение всякого предмета, лежащего в плоскости, перпендикулярной оптической оси, имеет форму самого предмета, отличаясь от него лишь размерами.

Ни одна реальная оптическая система, за исключением плоского зеркала, не удовлетворяет этим условиям вполне строго. Само по себе понятие гомоцентрического пучка является абстракцией и не имеет смысла с точки зрения

<sup>\*</sup>) Гомоцентрическим пучком называется пучок лучей, исходящих из точки или сходящихся в точку.

физической оптики. Действительно, всякий луч есть направление, по которому распространяется световая энергия, и, если все лучи пересекаются в одной точке, то это значит, что плотность энергии в этой точке, не имеющей объема, бесконечно велика, а это лишено физического смысла. Тем не менее, понятие идеальной оптической системы оправдывает себя как некий образец, по которому можно оценивать качества реальных оптических систем и к которому следует стремиться при их изготовлении.

## § 14. Аберрации

С известной степенью приближения пучки лучей в гауссовой области можно считать гомоцентрическими, поэтому оптическую систему центрированных сферических поверхностей в этой области можно считать физическим осуществлением идеальной оптической системы. Сильно задиафрагмированные линза или зеркало являются примером таких систем и в непосредственной близости к оптической оси дают изображения, удовлетворительно подчиняющиеся законам гауссовой оптики. Совершенно очевидно, что практического значения такие системы иметь не могут. Реальная оптическая система всегда имеет свободное отверстие конечных размеров, нередко весьма значительное, вследствие чего дает изображение, в сильной степени отличающееся от идеального. Изображение от неисправленного реального объектива получается расплывчатым не только на краях поля зрения, но и на оптической оси, кроме того, нарушается подобие между предметом и его изображением. Эти отклонения свойств реальной оптической системы от свойств системы идеальной связаны с ее недостатками, носящими название *аббераций*. Различают аберрации *осевые*, т. е. аберрации изображения точек, расположенных на оптической оси системы, и *полевые*, или аберрации изображения точек, расположенных в пределах некоторого *поля зрения*. Кроме того, следует различать аберрации *монохроматические* и *хроматические*. Первые имеют место для отдельных монохроматических лучей и определяются конструктивными элементами системы, вторые являются функцией дисперсии материала, из которого сделана система. К монохроматическим относятся: сферическая аберрация, кома, астигматизм, кривизна поля, дисторсия; к хро-

матическим — хроматическая aberrация положения, хроматическая aberrация увеличения и так называемый вторичный спектр.

Перейдем к краткому их обзору.

## § 15. Сферическая aberrация

Пусть на объектив  $O$  (рис. 26) падает световая волна от бесконечно удаленного источника. Вырезаемый объективом участок фронта световой волны такого источника можно считать плоским или эквивалентный ей световой пучок лучей — параллельным. Применяя специальную диафрагму, будем пропускать из всего пучка только отдельные кольцевые зоны

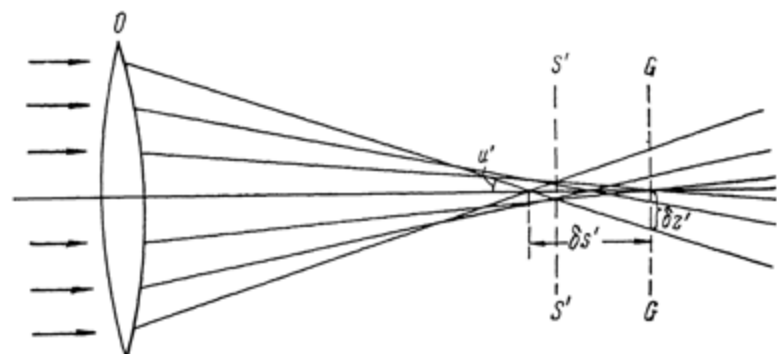


Рис. 26. Преломление лучей, проходящих через различные зоны линзы; сферическая aberrация.

различных радиусов. Наблюдая изображение источника света на экране, мы заметим, что резкое изображение источника будет получаться от разных зон на разных расстояниях от объектива. Это означает, что точки пересечения пучков лучей, пропускаемых различными зонами, не совпадают и тем больше, чем дальше отстоят зоны друг от друга. Плоскость  $GG$  является гауссовой плоскостью, и в ней получается изображение источника от параксиальных лучей, или от центральной зоны. Фокусы пучков лучей других зон будут располагаться ближе или дальше гауссовой плоскости\*), а потому

\* Ближе от собирающих линз, дальше от рассеивающих.

в этой плоскости отдельные зоны дадут вместо точечного изображения кружки рассеяния с радиусами  $\delta z'_1$ ,  $\delta z'_2$  и т. д. Таким образом, сходящийся к фокусу пучок не является гомоцентрическим, а изображение точки представляется в виде некоторого кружка, яркость которого убывает от центра к периферии. В результате в гауссовой плоскости изображение получается размытым. Если поместить экран в плоскость  $SS'$ , то диаметр кружка рассеяния уменьшится, поэтому эту плоскость принято называть *плоскостью кружка наименьшего рассеяния*. Иногда считают, что в этой плоскости и получается наилучшее изображение, однако это не всегда справедливо, так как геометрического построения недостаточно для решения вопроса о положении изображения; для этого необходимо еще знать распределение освещенности в различных плоскостях сечения пучка [1].

Несовпадение фокусов пучков лучей от различных зон объектива и носит название *сферической аберрации* \*).

Сферическая аберрация измеряется двойко: во-первых, длиной отрезка  $\delta s'$ , отсчитанной от гауссовой плоскости до фокуса крайней зоны, во-вторых, радиусом кружка рассеяния  $\delta z'$  в гауссовой плоскости. Между этими двумя величинами существует простая зависимость:

$$\delta z' = \delta s' \operatorname{tg} u', \quad (4.8)$$

где  $u'$  — угол, образуемый крайним лучом с оптической осью.

Величину  $\delta s'$  принято называть продольной сферической аберрацией,  $\delta z'$  — поперечной сферической аберрацией.

Пользуясь законами преломления и отражения, можно исследовать ход каждого луча от поверхности к поверхности через всю систему и, зная положение параксиального изображения, вычислить сферическую аберрацию для разных зон. Этот способ изучения сферической аберрации называют способом тригонометрического расчета.

Вторым возможным способом изучения сферической аберрации является отыскание аналитического выражения зависимости сферической аберрации  $\delta s'$  от координат  $h$  и  $s$  или  $u$  и  $s$  падающего луча. Так, например, в случае, когда

\* Правильнее было бы называть ее *зональной аберрацией*.

$s = \infty$ , величина  $\delta s'$  для сферического зеркала может быть выражена так:

$$\delta s' = \frac{r}{2} \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{h}{r}\right)^2}} \right], \quad (4.9)$$

где  $r$  — радиус кривизны и  $h$  — радиус зоны зеркала. Поскольку  $\frac{h}{r}$  — обычно малая величина, то выражение (4.9) можно разложить в ряд:

$$\delta s' = -\frac{1}{4} \frac{h^2}{r} - \frac{3}{16} \frac{h^4}{r^3} - \dots \quad (4.10)$$

Это разложение показывает, что функция, выражающая зависимость  $\delta s'$  от  $h$ , — четная, т. е. что при изменении знака  $h$  значение продольной сферической aberrации не изменяется.

При относительно малых значениях  $h$  можно ограничиться первым членом разложения и тогда значение продольной сферической aberrации выразится так:

$$\delta s' = -\frac{1}{4} \frac{h^2}{r}. \quad (4.11)$$

Вспомня, что  $f = \frac{r}{2}$ , это выражение можно представить в виде

$$\delta s' = -\frac{1}{8} \frac{h^2}{f}. \quad (4.12)$$

Чтобы получить выражение для поперечной сферической aberrации, воспользуемся формулой (4.8) и заменим в ней  $\text{tg } u$  через  $\frac{h}{f}$ . Тогда

$$\delta z' = -\frac{1}{8} \frac{h^3}{f^2}. \quad (4.13)$$

Это выражение является главным членом в разложении, определяющем поперечную сферическую aberrацию. Как мы видим, этот член является членом третьего порядка относительно  $h$ . За ним следуют члены высших порядков. Поэтому значение поперечной сферической aberrации, вычисленное по приближенной формуле (4.13), называется сферической

абберацией третьего порядка. Сумма остальных членов в разложении (4.10) носит название „высших порядков сферической абберации“.

В табл. 15 приведены значения сферической абберации, вычисленные по точной формуле (4.9) (верхняя строка), и по приближенной (4.12) (нижняя строка).

Таблица 15

$$r = 100 \text{ мм}; s = \infty; u = 0$$

$h$ в мм	3,5	7,0	14,0	28,0	53,0
$\delta s'$	-0,031	-0,121	-0,491	-2,02	-8,96
$\delta s'_{III}$	-0,031	-0,121	-0,49	-1,90	-7,0

Из табл. 15 видно, что приближенная формула (4.12) очень хорошо заменяет точное выражение (4.9) при малых  $h$ . Так, для зеркала диаметром в 30 мм приближенная формула дает значение сферической абберации с точностью до долей процента.

Для тонкой линзы ( $d \ll f$ ) в случае  $s = \infty$  выражение для продольной сферической абберации имеет вид:

$$\delta s' = - \frac{2 - 2n^2 + n^3 + \frac{r_1}{r_2} (n + 2n^2 - 2n^3) + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 n^3}{2n(n-1)^2 \left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right)^2} \cdot \frac{h^2}{f'} \quad (4.14)$$

И здесь продольная сферическая абберация пропорциональна квадрату радиуса зоны, однако в последнюю формулу входит еще некоторый коэффициент, являющийся функцией показателя преломления и радиусов кривизны поверхностей, ограничивающих линзу.

В табл. 16 приведены значения продольной и поперечной сферической абберации, подсчитанные для разных зон линзы, диаметр которой равен 50 мм,  $f' = 250$  мм,  $\frac{r_1}{r_2} = -1$  и  $n = 1,50$ .

Если сравнить величины  $\delta s'$  у зеркала и линзы с одинаковыми фокусными расстояниями, то можно убедиться, что для зон одного и того же радиуса величина  $\delta s'$  у зеркала значительно меньше, чем у линзы.

Таблица 16

$h$ в мм	0	5	10	15	20	25
$-\delta s$ в мм	0	0,164	0,658	1,48	2,62	4,1
$\delta z'$ в мм	0	0,0164	0,056	0,148	0,262	0,41

При определенных  $n$  и  $h$  радиусы кривизны линзы можно подобрать так, что сферическая aberrация будет минимальна. Это условие минимума выполняется при соотношении радиусов:

$$\frac{r_1}{r_2} = -\frac{4+n-2n^2}{n(1+2n)}. \quad (4.15)$$

Для  $n = 1,5$  такая наиболее выгодная форма линзы получается, когда  $\frac{r_1}{r_2} = -\frac{1}{6}$ , для  $n = 2,0$ , когда  $\frac{r_1}{r_2} = +\frac{1}{5}$ . В первом случае линза двояковыпуклая или двояковогнутая во втором — выпукло-вогнутая.

Как можно видеть из табл. 17, плосковыпуклая линза, обращенная выпуклостью в сторону параллельного пучка, дает сферическую aberrацию, немногим превышающую aberrацию линзы с оптимальным отношением радиусов.

Таблица 17

$$f = 250 \text{ мм}; H = 25 \text{ мм}$$

Форма линзы	$n = 1,5$			$n = 2,0$		
	$r_1/r_2$	$-\delta s'$ в мм	$\delta z'$ в мм	$r_1/r_2$	$-\delta s'$ в мм	$\delta z'$ в мм
Плосковыпуклая (плоскость впереди) . . . . .	$\infty$	11,17	1,117	$\infty$	5,0	0,5
Симметричная . . . . .	-1	4,1	0,41	-1	2,5	0,25
Плосковыпуклая (плоскость сзади) . . . . .	0	2,85	0,285	0	1,25	0,125
Наиболее выгодная форма . . . . .	$-\frac{1}{6}$	2,6	0,26	$+\frac{1}{5}$	1,0	0,1



Та же плосковыпуклая линза, обращенная к параллельному пучку плоскостью, дает aberrации, в четыре раза большие.

Обращает на себя внимание также тот факт, что величина сферической aberrации убывает с увеличением показателя преломления материала линзы. Объясняется это тем, что увеличение показателя преломления влечет за собой уменьшение кривизны поверхностей, ограничивающих линзу.

Сферическую aberrацию обычно представляют графически. По оси абсцисс откладывают величины  $\delta s'$ , а по оси ординат — высоты точек преломления лучей  $h$  или углы наклона лучей к оптической оси ( $u$  или  $u'$ ). На рис. 27 изображена такая кривая по данным табл. 15. До точки  $A$  кривая представляет собой ветвь параболы; в этой области влияние aberrаций высших порядков еще не сказывается, но оно становится заметным за ее пределами, т. е. для зон, радиус которых больше 14 мм (табл. 15).

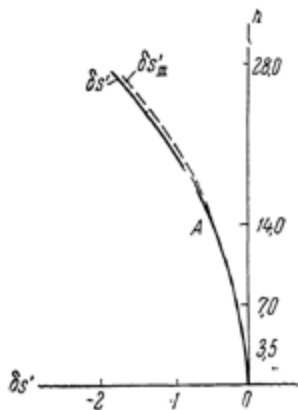


Рис. 27. График сферической aberrации.

не сказывается, но оно становится заметным за ее пределами, т. е. для зон, радиус которых больше 14 мм (табл. 15).

## § 16. Aberrации наклонных пучков

При практическом использовании оптических приборов почти всегда приходится иметь дело с изображением протяженных предметов, в частности, в спектральных приборах проектирующая оптика дает в некоторой плоскости спектральное изображение входной щели. И если качество изображения центра поля зрения, т. е. точки, в которой ось прибора пересекается с плоскостью щели, определяется величиной сферической aberrации, то для элементов изображения, лежащих вне оси, качество изображения, помимо сферической aberrации, зависит от ряда других aberrаций, связанных с наклонными пучками.

Функция, представляющая aberrации наклонных пучков, также может быть разложена в ряд. Отбрасывая в этом

разложении члены высшего порядка малости, можно получить приближенные выражения аберрации наклонных пучков, т. е. аберрации наклонных пучков третьего порядка.

Найдем выражение для аберрации третьего порядка наклонных пучков [2].

Пусть имеется преломляющая поверхность с центром в точке  $C$  и вершиною  $O$  (рис. 28). Через узкий зрачок

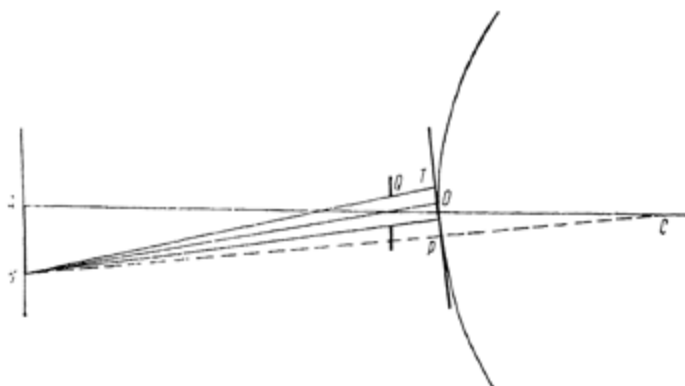


Рис. 28. Преломление наклонных пучков.

входа на поверхность падает пучок лучей, выходящих из точки  $B$  плоского объекта  $AB$ . Рассмотрим аберрации этого пучка. Соединив точку  $B$  с точкой  $C$ , получим линию  $BC$ , которая является побочной осью. Для точки  $B$  она имеет такое же значение, какое имеет главная оптическая ось  $AC$  для точки  $A$ . Вершиной преломляющей поверхности для точки  $B$  является точка  $P$ .

Проведем через точку  $P$  плоскость, касательную к преломляющей поверхности. На рис. 28 показано сечение этой плоскости плоскостью рисунка, а на рис. 29 она представлена в плане. На этом же рисунке показан след от пересечения пучка лучей, выходящего из точки  $B$ , с этой касательной плоскостью. В первом приближении можно считать, что площадка, которую покрывает пучок, представляет собою круг с центром в точке  $T$ . Будем считать положение всякого луча изв стным, если указаны координаты точки пересечения этого луча с касательной плоскостью.

Параксиальное (относительно оси  $BC$ ) изображение точки  $B$  должно лежать на оси  $BC$ ; предположим, что положение его нам известно. Проведем через него плоскость, перпендикулярную оси  $BC$ , и назовем ее плоскостью изображения (рис. 30). Всякий непараксиальный луч пересечет эту плоскость в какой-то другой точке, более или менее удаленной от параксиального изображения  $B'_0$ . Пусть, например, некоторый луч  $BK$  пересекает касательную плоскость в точке  $K$ , а плоскость изображения — в точке  $B'$ . Тогда

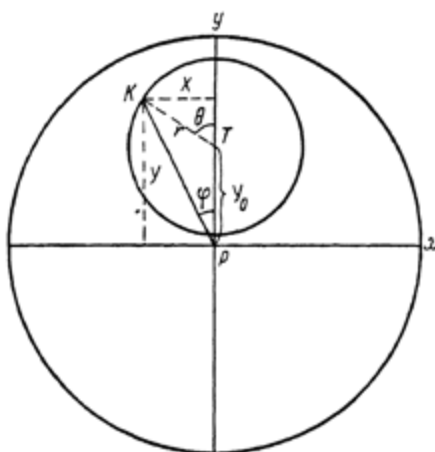


Рис. 29. Пересечение наклонного пучка плоскостью, касательной к преломляющей сфере.

положение точки  $B'$  относительно точки  $B'_0$  определится отрезком  $B'B'_0 = \delta z'$  и соответствующим полярным углом  $\varphi$ . Легко видеть, что отрезок  $\delta z'$  представляет собою сферическую aberrацию луча  $BK$  относительно параксиального изображения  $B'$ .

Назовем плоскость, проходящую через оптическую ось  $AQC$  и главный луч нашего пучка  $BQ$  (рис. 28), *меридиональной* плоскостью. На рис. 29 и 30 след этой плоскости совпадает с осью  $Y$ . Плоскость, перпендикулярную плоскости рис. 28, назовем *сагиттальной*. Ее след на других рисунках совпадает с осью  $X$ .

Если начало координат совпадает с точкой  $B'_0$ , то положение точки  $B'$  определится координатами  $\delta x'$  и  $\delta y'$ , которые в дальнейшем будем называть *сагиттальной* и *меридиональной aberrациями* луча  $BK$ .

Положение точки  $B'$  относительно точки  $B'_0$  определится отрезком  $B'B'_0 = \delta z'$  и соответствующим полярным углом  $\varphi$ . Легко видеть, что отрезок  $\delta z'$  представляет собою сферическую aberrацию луча  $BK$  относительно параксиального изображения  $B'$ .

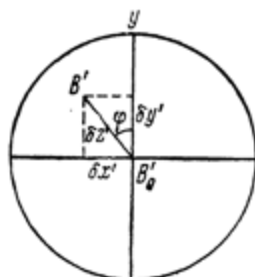


Рис. 30. Плоскость изображения наклонных пучков.

По аналогии с предыдущим напомним выражение для сферической аберрации

$$\delta z' = b_1 R^3, \quad (4.16)$$

где  $b_1$  — коэффициент, не зависящий от  $R$ , а  $R = PK$  — расстояние от точки  $K$  до оси  $BC$ .

Тогда можем написать:

$$\left. \begin{aligned} \delta x' &= b_1 R^3 \sin \varphi; \\ \delta y' &= b_1 R^3 \cos \varphi \end{aligned} \right\} \quad (4.17)$$

или

$$\left. \begin{aligned} \delta x' &= b_1 R^3 X; \\ \delta y' &= b_1 R^3 Y. \end{aligned} \right\} \quad 4.18$$

С другой стороны, из рис. 30 следует:

$$\left. \begin{aligned} X &= r \sin \theta; \\ Y &= r \cos \theta + Y_0. \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

После подстановок и небольших преобразований получаем

$$\left. \begin{aligned} \delta x' &= b_1 [r^3 \sin \theta + Y_0 r^2 \sin 2\theta + Y_0^2 r \sin \theta], \\ \delta y' &= b_1 [r^3 \cos \theta + Y_0 r^2 (2 + \cos 2\theta) + 3Y_0^2 r \cos \theta + Y_0^3]. \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

Выражение (4.20) получено для одной преломляющей поверхности, но оно может быть распространено и на случай любого числа поверхностей.

При небольших удалениях точки  $B$  от оптической оси можно положить

$$Y_0 = c\omega,$$

где  $\omega$  — угол, образованный главным лучом  $BQ$  с осью, а  $c$  — коэффициент пропорциональности. Кроме того, обозначим расстояние точки пересечения луча  $BK$  с плоскостью входного зрачка от центра зрачка через  $h$  и положим

$$h = ar.$$

Тогда выражение (4.20) запишется так:

$$\left. \begin{aligned} \delta x' &= m_1 h^3 \sin \theta + m_2 h^2 \omega \sin 2\theta + m_3 h \omega^3 \sin \theta, \\ \delta y' &= m_1 h^3 \cos \theta + m_2 h^2 \omega (2 + \cos 2\theta) + \\ &+ 3m_3 h \omega^2 \cos \theta + m_4 \omega^3. \end{aligned} \right\} \quad (4.21)$$

Коэффициенты  $m_1, m_2, \dots$ , называемые зейделевскими коэффициентами, являются величинами, зависящими только от конструктивных элементов системы: радиусов кривизны поверхностей, толщины линз, воздушных промежутков, показателей преломления, а также от положения объекта и входного зрачка. Надлежащим выбором этих конструктивных элементов можно те или иные из зейделевских коэффициентов обратить в нуль.

Для выяснения физического смысла каждого из членов, входящих в выражение (4.21), будем последовательно предполагать, что все коэффициенты, за исключением одного, обращены в нуль. Анализируя затем математическое выражение оставшегося члена, мы сможем выяснить физический смысл каждого из членов выражения (4.21) в отдельности.

**Сферическая абберация в наклонных пучках.** Положим, что

$$m_2 = m_3 = m_4 = 0; \quad m_1 \neq 0.$$

В этом случае для  $\delta x'$  и  $\delta y'$  будем иметь выражения:

$$\left. \begin{aligned} \delta x' &= m_1 h^3 \sin \theta; \\ \delta y' &= m_1 h^3 \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (4.22)$$

Пользуясь рис. 29 и 30, легко сообразить, что элементарный пучок, проходящий через зону радиуса  $h$ , пересечет плоскость параксиального (относительно оси  $BC$ ) изображения в точках, расположенных по окружности радиуса  $\delta z' = m_1 h^3$  с центром в точке  $B'_0$ .

Таким образом, абберация, представляемая выражением (4.22), аналогична сферической абберации для точки  $A$ , лежащей на главной оптической оси. Кроме того, поскольку в выражение (4.22) не входит угол  $\omega$ , сферическая абберация для пучков, различно наклоненных к оси, будет одинакова. Следовательно, для любой точки объекта фигура рассеяния будет иметь вид кружка, радиус которого равен

$$\rho = m_1 H^3,$$

где  $H$  — радиус входного зрачка.

**Кома.** Предположим теперь, что

Тогда

$$\left. \begin{aligned} \delta x' &= m_2 \omega h^2 \sin 2\theta; \\ \delta y' &= m_2 \omega h^2 (2 + \cos 2\theta). \end{aligned} \right\} \quad (4.23)$$

Лучи, выходящие из точки  $B$  и проходящие через зону радиуса  $h$  входного зрачка, образуют при пересечении с плоскостью изображения также окружность радиуса  $\rho = m_2 \omega h^2$  с центром в точке  $O$ , лежащей на расстоянии  $B_0'O = 2m_2 \omega h^2$  от точки  $B_0'$  (рис. 31).

Для выяснения характера фигуры рассеяния будем изменять  $h$  от максимального значения  $H$  до нуля, оставляя  $\omega$  постоянным. В результате получим фигуру рассеяния, имеющую кометообразный вид (рис. 31)\*). Параксиальные лучи дадут изображение в точке  $B_0'$ ; лучи остальных зон образуют кольцевые изображения прогрессивно возрастающего радиуса, смещенные в радиальных направлениях поля.

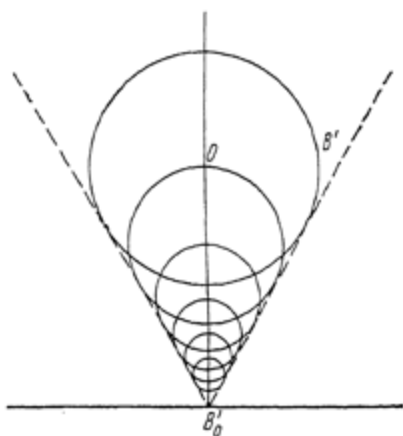


Рис. 31. Фигура чистой комы.

Контур пятна комы ограничен двумя прямыми, исходящими из точки  $B_0'$  и замыкающимися касательной к ним окружностью с центром в точке  $O$ . Эта окружность есть след лучей внешней зоны входного зрачка в плоскости изображения.

Освещенность в пятне неравномерная и падает от точки  $B_0'$  к замыкающей окружности.

Если за меру комы принять радиус замыкающей окружности  $\rho_{\parallel}$ , то ширина пятна будет равна  $2\rho_{\parallel}$ , а длина  $3\rho_{\parallel}$ . Как видно из выражения (4.23), величина  $\rho_{\parallel}$  пропорциональна квадрату радиуса входного зрачка и первой степени угла наклона главного луча к оси.

В случае вогнутого сферического или параболического зеркала величина  $\rho_{\parallel}$  определяется формулой:

$$\rho_{\parallel} = \frac{1}{4} \frac{h^3}{f'} \omega. \quad (4.24)$$

**Астигматизм.** Предположим далее, что

$$m_1 = m_2 = m_4 = 0; \quad m_3 \neq 0.$$

Тогда

$$\left. \begin{aligned} \delta x' &= m_3 \omega^2 h \sin \theta, \\ \delta y' &= 3m_3 \omega^2 h \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (4.25)$$

При определенных значениях  $\omega$  и  $h$  выражение (4.25) представляет собою уравнение эллипса в параметрической форме. Большая полуось этого эллипса  $a$  лежит в меридиональной плоскости, малая полуось  $b$  — в сагиттальной, причем

$$a = 3m_3 \omega^2 h = 3b. \quad (4.26)$$

Таким образом, на экране, совпадающем с плоскостью паракиального изображения, получится фигура рассеяния, обусловленная наложением эллипсов, соответствующих отдельным зонам входного зрачка. Из формулы (4.25) видно, что размеры этих эллипсов изменяются пропорционально радиусу зоны и квадрату угла наклона главного луча к оптической оси.

Рассмотрим ход лучей, выходящих из системы и покрывающих изображение, на рис. 32 эллипс рассеяния.

Разобьем пучок лучей на систему меридиональных и сагиттальных пучков. На рис. 32 меридиональными лучами являются лучи, проходящие через точки вертикального диаметра  $\varphi_1 \varphi_2$  и точки параллельно ему хорды  $q_1 q_2$ . Лучи же сагиттального пучка проходят через точки горизонтального диаметра  $P_1 P_2$  и параллельно ему хорды  $p_1 p_2$ .

Крайние лучи меридионального пучка  $\varphi_1 \varphi_2$  пройдут через точки  $M_1$  и  $M_2$  эллипса рассеяния, расположенного в плоскости изображения. Точка сложения этих лучей  $T$  будет лежать на главном луче, проходящем через точку  $B'_0$ . Крайние лучи соседнего меридионального пучка  $q_1 q_2$  пройдут через точки  $m_1$  и  $m_2$  эллипса рассеяния. Фокус этого пучка будет лежать по соседству с точкой  $T$  в точке  $\Gamma$ .

Точно так же лучи сагиттального пучка  $P_1P_2$  пройдут через точки  $S_1$  и  $S_2$  эллипса рассеяния, и фокус их будет лежать на главном луче в точке  $S$ . Лучи соседнего сагиттального пучка  $p_1p_2$  пройдут через точки  $s_1$  и  $s_2$ , и фокус этого пучка будет лежать в точке  $S'$ .

Продолжив подобное рассмотрение для всех возможных меридиональных и сагиттальных пучков, можно убедиться в том, что площадь изображенного на рис. 32 эллипса рас-

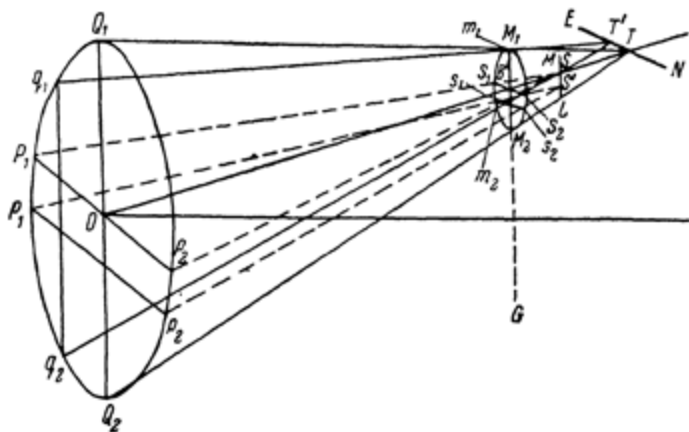


Рис. 32. Астигматическое изображение.

сеяния будет сплошь покрыта точками пересечения лучей рассматриваемого пучка. При этом фокусы элементарных меридиональных пучков расположатся на некотором отрезке прямой  $EN$ , лежащем в сагиттальной плоскости и перпендикулярном к главному лучу, а фокусы сагиттальных пучков — на отрезке  $ML$ , также перпендикулярном к главному лучу, но лежащем в меридиональной плоскости. Таким образом, если поместить в точке  $S$  перпендикулярно главному лучу экран, то на нем изображение точки будет в виде тонкой вертикальной линии (рис. 32). Перемещая экран ближе к точке  $T$ , мы увидим, что фигура рассеяния, получаемая на экране, имеет вид эллипса, большая ось которого расположена сначала вертикально, а затем горизонтально. Наконец, когда экран придет в точку  $T$ , эллипс снова



вырождается в отрезок прямой, расположенный уже в сагиттальной плоскости. Приблизительно посередине между точками  $S$  и  $T$  найдется такое положение экрана  $K$ , в котором фигура рассеяния имеет вид кружка.

Таким образом, наличие аберрации, представляемой членом с коэффициентом  $m_3$ , приводит к тому, что ни при одном из положений экрана изображение точки не будет точечным. Пучок лучей, обладающий подобной структурой, называется *астигматическим*, а самое явление возникновения такого пучка называется *астигматизмом*.

Расстояние  $ST$  между меридиональным и сагиттальным изображениями точки, отсчитанное по главному лучу, называется *астигматической разностью*. Иногда астигматической разностью называют проекцию отрезка  $ST$  на оптическую ось. Астигматическая разность является численной мерой астигматизма.

Величина астигматической разности так же, как размеры эллипса рассеяния, зависит от наклона пучка. В частном случае для вогнутого сферического зеркала, когда  $s = \infty$ , астигматическая разность может быть найдена по формуле:

$$\overline{ST} = \frac{r}{2} \sin \omega \operatorname{tg} \omega, \quad (4.27)$$

или при не очень больших углах падения

$$\overline{ST} = \frac{r}{2} \omega^2. \quad (4.28)$$

Наглядное представление о величине и распределении астигматизма дает график, на котором по оси абсцисс отложены расстояния сагиттального  $\delta s$  и меридионального  $\delta t$  изображения от гауссовой плоскости, а по оси ординат — углы наклона главных лучей, выходящих из различных точек объекта (рис. 33).

Если величины  $\delta s$  и  $\delta t$  отложены в масштабе 1:1, то кривизна линий  $MO$  и  $SO$  характеризует действительную кривизну поверхностей меридионального и сагиттального изображений. Поверхностью наилучшей фокусировки для астигматического изображения является поверхность  $KO$ , равноудаленная от  $MO$  и  $SO$ . Изображения точек на этой поверхности будут в виде кружков, диаметр которых возрастает

при увеличении угла  $\omega$ . Кривизна поверхности  $KO$  вблизи ее вершины  $O$  носит название *кривизны изображений*.

Астигматизм и кривизна поля не всегда сопутствуют друг другу. Можно представить некоторую исправленную систему, у которой фокальные поверхности  $MO$  и  $SO$  расположены по обе стороны от гауссовой плоскости и притом симметрично (рис. 34). Тогда плоскость наилучшей установки

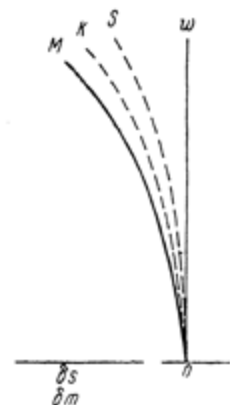


Рис. 33. Зависимость астигматизма от угла наклона пучка.

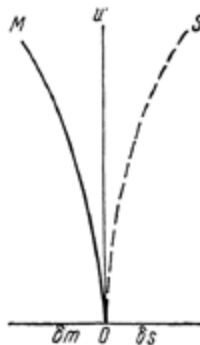


Рис. 34. График астигматизма системы, не имеющей кривизны поля.



Рис. 35. График системы с исправленным астигматизмом и значительной кривизной поля.

будет совпадать с гауссовой и, следовательно, система, обладающая большим астигматизмом, будет свободна от кривизны поля. Напротив, мыслима и такая система, у которой астигматическая разность практически равна нулю, однако кривизна поля остается (рис. 35).

## § 17. Хроматические aberrации

Рассмотренные четыре aberrации относились к случаю монохроматических лучей, т. е. к случаю определенного показателя преломления вещества линзы ( $n_1$ ). Из предыдущего же известно, что все применяющиеся для изготовления преломляющих оптических систем материалы обладают в той или иной мере дисперсией. Вследствие этого при прохождении

через систему белого света, даже в пределах гауссовой области, обнаруживаются новые явления, приводящие к окрашиванию изображения или так называемому хроматизму.

Прежде всего, изображения точки на оси системы, получающиеся от лучей различных длин волн, находятся на разных расстояниях от последней поверхности системы. Это легко понять, если вспомнить формулу (4.3), связывающую отрезки  $s$  и  $s'$ : для определенных  $s$ ,  $r_1$  и  $r_2$  величина  $s'$  является функцией показателя преломления. Так, например, для тонкой линзы из стекла Ф1 с фокусным расстоянием, равным для линии  $D$  250 мм, фокусное расстояние для линии  $C$  равно 252 мм, для линии  $F$  оно равно 245,2 мм, т. е.  $f_C - f_F = 6,8$  мм. Разность между отрезками  $\Delta s = s'_{\lambda_2} - s'_{\lambda_1}$  называется *продольной хроматической aberrацией*.

В случае бесконечно далекой точки, когда  $s' = f'$ , продольная хроматическая aberrация может быть найдена по формуле:

$$\Delta s_{\lambda_2 - \lambda_1} = f'_{\lambda_2} - f'_{\lambda_1} = f'_{\lambda_0} \frac{(n_{\lambda_0} - 1)(n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2})}{(n_{\lambda_1} - 1)(n_{\lambda_2} - 1)}, \quad (4.29)$$

где  $\lambda_0$  — некоторое промежуточное между  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  значение длины волны, соответствующее  $n_{\lambda_0} = \frac{n_{\lambda_1} + n_{\lambda_2}}{2}$ .

Если поместить экран в фокус лучей какой-нибудь длины волны, то лучи остальных длин волн, имея расположение фокусов левее или правее экрана, дадут на нем хроматические кружки различного диаметра. В результате наложения таких цветных кружков изображение точки окажется окруженным цветным ореолом.

Рассмотренное явление носит название *хроматизма положения*.

В преломляющих оптических системах может иметь место и другой случай хроматизма, когда фокусы лучей различных длин волн совпадают в одной точке (исправленная система), но фокусные расстояния не равны друг другу. Действительно, в гауссовой оптике фокусным расстоянием называется расстояние между последней главной точкой и фокусом; для различных длин волн главные точки линзы конечной толщины могут не совпадать друг с другом. От такой системы, имеющей для лучей различных длин волн различ-

ные фокусные расстояния, изображение предмета для каждой длины волны получится в собственном масштабе. Только на оси системы возможно „белое“ изображение элемента поверхности предмета; по мере же удаления от оси контуры изображения в лучах одной длины волны начинают все больше и больше отступать от контуров изображения в лучах другой длины волны. Белая точка в этом случае изобразится на краю поля зрения в виде радиального спектра, коротковолновая часть которого обращена к центру поля зрения. Эта вторая хроматическая аберрация носит название *хроматизма увеличения*.

За меру хроматизма увеличения принимается длина радиального спектра, в первом приближении пропорциональная величине угла поля зрения.

## § 18. Диффракционное изображение точки

При рассмотрении недостатков реальных оптических систем мы исходили из основного принципа геометрической оптики — принципа прямолинейного распространения света и пользовались вытекающим из этого принципа понятием элементарного светового луча. Введение этого понятия позволяет сосредоточить внимание только на свойствах самой оптической системы, не касаясь волновых свойств света.

Во многих случаях такое упрощение допустимо, поскольку оно создает возможность удобно и сравнительно быстро решать задачу прикладной оптики по расчету оптических систем. Однако более детальное изучение качества изображения, получаемого от той или иной оптической системы, обнаруживает ряд особенностей, связанных со свойствами самого света и в первую очередь с его волновой природой. Так, например, вопрос о распределении световой энергии в пятне рассеяния не может быть решен без учета явлений диффракции и интерференции световых волн. Поэтому геометрическую оптику следует рассматривать только как рациональный рабочий метод, а ее выводы и положения — как первое приближение. Область применимости геометрической оптики кончается там, где начинает проявляться волновая природа света.

Между понятиями луча и световой волны можно установить соответствие, если рассматривать луч как нормаль

к поверхности волны. В этом смысле гомоцентрическому пучку сходящихся или расходящихся лучей будет соответствовать вогнутая или выпуклая сферическая волна.

Представим себе, что через оптическую безаберрационную систему проходит плоская световая волна. Рассмотрим световое действие этой волны в точке, расположенной в гауссовой плоскости. По принципу Гюйгенса — Френеля каждую точку волновой поверхности можно рассматривать как самостоятельный центр световых колебаний. Вследствие этого в каждую точку изображения будут приходить волны со всей поверхности волны, и их результирующее действие в этой точке определится условиями интерференции световых волн, а именно: колебания, распространяющиеся от разных точек волновой поверхности и приходящие в данную точку в одинаковых фазах, будут усиливать друг друга, колебания, противоположные по фазе, будут друг друга гасить. Таким образом, чтобы получить световое действие всей волновой поверхности в точке изображения, необходимо просуммировать действие всех элементов поверхности волны. В результате такого суммирования оказывается, что только в непосредственной близости к гауссову изображению имеет место световой эффект; во всех остальных точках световая энергия близка к нулю, хотя и не равна ему в точности. Вместо точечного изображения безаберрационный объектив дает изображение в виде маленького кружка, окруженного бесконечно большим числом колец быстро убывающей яркости.

Распределение освещенности в этом дифракционном изображении показано на рис. 36. Единицей измерения расстояния выбран радиус первого темного кольца  $\rho$ , освещенность же оценивается в процентах максимальной освещенности  $E_0$ , которая вычисляется по формуле:

$$E_0 = \frac{\pi^2 a^2 H^4}{f^2 \lambda^2}, \quad (4.30)$$

где  $a$  — амплитуда колебания,  $H$  — радиус отверстия объектива,  $f$  — его фокусное расстояние и  $\lambda$  — длина волны. Для нахождения относительной освещенности  $E' = \frac{E}{E_0}$  можно воспользоваться выражением:

$$E' = \frac{f^2 \lambda^2}{\pi^2 H^2 a^2} \left[ J_1 \left( \frac{2\pi H \rho}{f \lambda} \right) \right]^2. \quad (4.31)$$

Здесь  $J_1$  — функция Бесселя первого рода и первого порядка,  $\sigma$  — расстояние точки, для которой ищется освещенность, от центра дифракционного изображения. Вычисление  $E'$  легко может быть выполнено при помощи таблиц значений функций Бесселя.

Результаты таких вычислений приведены в табл. 18.

Из табл. 18 следует, что яркость колец не только относительно мала, но и быстро убывает с ростом порядкового

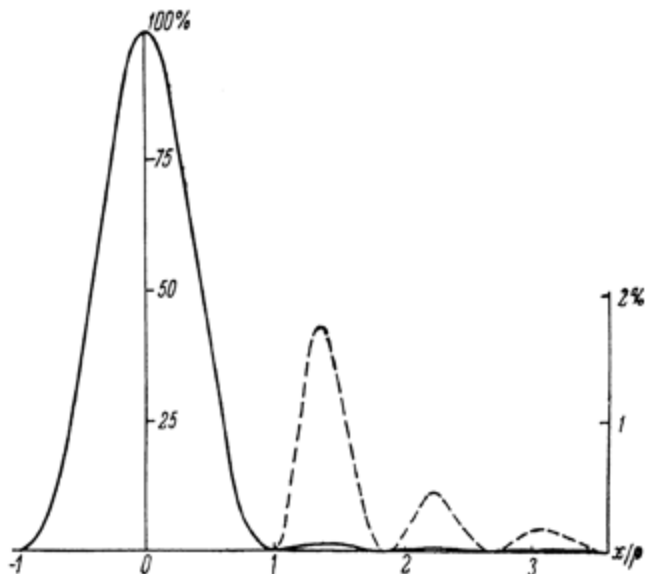


Рис. 36. Распределение освещенности в дифракционном изображении точки.

Пунктирная кривая дает распределение освещенности в увеличенном масштабе.

номера кольца. Так, максимальная освещенность в первом кольце составляет  $1/57$  часть центрального максимума, во втором кольце  $1/240$ , в третьем  $1/625$  и т. д.

Распределение энергии по отдельным кольцевым зонам дифракционного изображения приведено в табл. 19.

Из данных табл. 19 видно, что энергия концентрируется не в одной точке, как это следует из представлений геометрической оптики, а распределяется на всю гауссову плоскость от нуля до бесконечности. Поскольку главная часть энергии

Таблица 18

$x/\rho$	$E/E_0$ в %	$x/\rho$	$E/E_0$ в %	$x/\rho$	$E/E_0$ в %	$x/\rho$	$E/E_0$ в %
0,0	100	1,1	0,46	1,9	0,05	2,7	0,01
0,1	96,3	1,2	1,24	2,0	0,21	2,8	0,06
0,2	86,1	1,3	1,71	2,1	0,36	2,9	0,12
0,3	71,2	1,3403	1,75	2,1967	0,416	3,0	0,16
0,4	53,8		(1-й макс.)		(2-й макс.)	3,0366	0,160
0,5	36,8	1,4	1,66	2,2	0,41		(3-й макс.)
0,6	22,1	1,5	1,23	2,3	0,36	3,1	0,15
0,7	11,1	1,6	0,66	2,4	0,23	3,2	0,11
0,8	4,22	1,7	0,21	2,5	0,09	3,3	0,05
0,9	0,85	1,8	0,01	2,6	0,01	3,4	0,01
1,000	0,000	1,8309	0,000	2,6551	0,000	3,4772	0,000
	(1-й мин.)		(2-й мин.)		(3-й мин.)		(4-й мин.)
						и т. д.	

падает на центральный кружок, можно ограничиться только этим кружком и считать, что изображение точки, получаемое

Таблица 19

Зона	Энергия в %
Центральный кружок	83,78
Кольца:	
первое . . . . .	7,22
второе . . . . .	2,77
третье . . . . .	1,46
от 4-го до 50-го	4,37
от 51-го до ∞	0,40

от безаберрационного объектива, размывается только до размеров центрального дифракционного кружка. Радиус этого кружка зависит от относительного отверстия объектива и длины волны света:

$$\rho = 1,22 \lambda \frac{f}{D}. \quad (4.32)$$

Так, при относительном отверстии 1 : 5:

$\lambda$ в мкм	200	400	800
$\rho$ в мк	1,22	2,44	4,88

Таким образом, дифракционное изображение точки и в случае идеальной оптической системы получается в виде некоторого кружка конечных размеров.

Так как лучи различных длин волн дают кружки разных диаметров, в дифракционном изображении точки при неразложенном свете края первого кольца будут окрашены.

Из всего сказанного следует, что свойства света и пространственная ограниченность световой волны ставят предел на пути к достижению идеального точечного изображения. *Изображение точки не может быть точечным принципиально.*

## § 19. Исправленные оптические системы

**Преломляющие системы.** В предыдущих параграфах мы установили, что простая линза обладает целым рядом аберраций, зависящих от диаметра линзы, кривизны ограничивающих линзу поверхностей и показателя преломления материала линзы. К этим параметрам следовало бы добавить еще расстояние предмета от линзы ( $s$ ), но рассмотренные нами примеры относились к случаю, который имеет место в спектральных приборах, именно, когда для одного объектива  $s' = \infty$ , для другого  $s = \infty$ .

При наличии аберраций условие параллельности падающего на призму пучка лучей не будет выполнено, вследствие чего произойдет наложение одних монохроматических лучей на другие соседние, т. е. „загрязнение“ спектра. Чем значительнее аберрации системы, тем более широкие участки спектра будут накладываться друг на друга. Поэтому, в целях достижения наилучшей монохроматизации света, необходимо пользоваться системами, у которых аберрации если не устранены полностью, то, во всяком случае, сведены к минимуму. Обычно для этой цели прибегают к комбинации линз собирающих и рассеивающих. Поскольку у первых аберрации имеют один знак, а у вторых — противоположный, то их сочетанием можно получить систему с хорошей коррекцией.

Исправление преломляющей системы в отношении всех аберраций представляет собою очень сложную задачу, решение которой достигается сочетанием многих компонент с различными параметрами. Так, объектив камеры спектрографа, дающий хорошее изображение щели в плоскости всего спектра, делается из трех, четырех, а иногда и большего числа линз. Но в ряде случаев задача облегчается тем, что



не все aberrации имеют существенное значение. Например, в спектральных приборах с вращающейся диспергирующей системой существенными будут сферическая aberrация, кома и хроматизм положения.

Эти три aberrации могут быть в той или иной мере исправлены комбинацией двух линз из разных материалов (например, стекло К8 и Ф2, кварца и флюорита и т. п.). Такой двухкомпонентный объектив может быть склеенным и несклеенным. В последнем случае отпадает необходимость равенства радиусов кривизны поверхностей и, благодаря этому, появляется дополнительная возможность для лучшей коррекции системы.

В двухкомпонентном объективе строгое исправление хроматической aberrации достигается только для лучей каких-либо двух длин волн; для остальных лучей хроматизм остается и носит название *вторичного спектра*. В фотографических аппаратах, а также в визуальных приборах, использующих сравнительно узкую спектральную область\*), такого рода исправление во многих случаях удовлетворяет поставленным требованиям. Что касается спектральных приборов, то, поскольку они работают в широком спектральном диапазоне, подобного рода ахроматизация недостаточна и не исключает необходимости дополнительной фокусировки объектива в отдельных участках спектра. Поэтому в таких спектральных приборах, как монохроматоры, удобнее и выгоднее пользоваться либо зеркалами, либо применять простую систему с исправленными монохроматическими aberrациями и снабженную механизмом для автоматической фокусировки при переходе от одной области спектра к другой.

Реальные оптические системы, как бы хорошо они ни были исправлены, всегда обладают некоторыми остаточными aberrациями. А если система обладает aberrациями, то с точки зрения волновой теории это значит, что выходящая из системы волна не имеет сферической формы. Вследствие этого распределение освещенности в дифракционном изображении точки будет уже иное, чем в случае идеальной системы: часть энергии из кружка переходит в кольца, кольца становятся относительно и абсолютно более яркими, места минимумов

\*) Ширина спектральной области определяется спектральной чувствительностью глаза и фотопластинки.

получают засветку, и диффракционная картина становится менее четкой и менее контрастной. Распределение энергии в диффракционном изображении зависит от величины остаточной аберрации. При очень больших значениях аберрации центральный максимум сильно понижается, значительная часть энергии переходит в кольца, в результате чего диффракционное изображение точки превращается в сплошное аберрационное пятно рассеяния.

Возникает вопрос, какие искажения диффракционного изображения допустимы в оптике спектрального прибора, или каков должен быть верхний предел остаточных аберраций, чтобы степень монохроматизации не очень отличалась от предельно высокой. Наивысшая степень монохроматизации, очевидно, будет при безаберрационной оптической системе, т. е. когда изображение точки будет размыто лишь до размеров диффракционного кружка.

Релей показал, что *остаточная сферическая аберрация оптической системы не оказывает заметного вредного влияния на качество изображения, если оптическая разность хода любой пары лучей из всего пучка не превосходит четверти длины волны*. По Релею в этом случае еще не происходит значительной потери яркости в центре диффракционного кружка. Считается, что система, удовлетворяющая критерию Релея, является первоклассной, хотя по мнению некоторых авторов этот критерий является скорее мягким, чем жестким допуском [3, 4].

Чтобы судить о том, каковы должны быть остаточные аберрации у системы, удовлетворяющей критерию Релея, рассмотрим систему, обладающую только сферической аберрацией. На рис. 37 кривая  $OM$  представляет собою след поверхности волны, а дуга  $OP$  — след сферы сравнения. Обе кривые в точке  $O$  имеют общую касательную и общий радиус кривизны. Точка  $A$  является фокусом параксиальных лучей. Как видно из рисунка, нормаль к поверхности волны в точке  $M$  пересекает ось в точке  $B$ . Легко видеть, что отрезок  $AB$  есть не что иное, как продольная сферическая аберрация  $\delta s'$ . Для вычисления освещенности в точке  $A$  необходимо знать разность фаз колебаний, пришедших в эту точку из точек сферической волны  $OP$  и из точки истинной волны  $OM$ , т. е. знать разность хода лучей и выразить эту разность в долях длины волны. Отрезок  $MQ$ , длину которого обозначим

буквой  $l$ , измеряет разность хода лучей от точек  $M$  и  $O$  до точки  $A$  и называется *волновой абберацией*.

Поместив начало координат в общую точку  $O$  и обозначив координаты через  $x$  и  $y$ , можно найти приближенную формулу, связывающую волновую абберацию  $l$  с продольной сферической абберацией. Формула эта имеет вид:

$$l \cong \frac{1}{f'^2} \int_0^{\bar{y}} \delta s' y dy. \quad (4.33)$$

Здесь  $\bar{y}$  — координата крайней точки пучка. Если  $\delta s'$  нельзя выразить как функцию  $y$ , то интегрирование можно выпол-

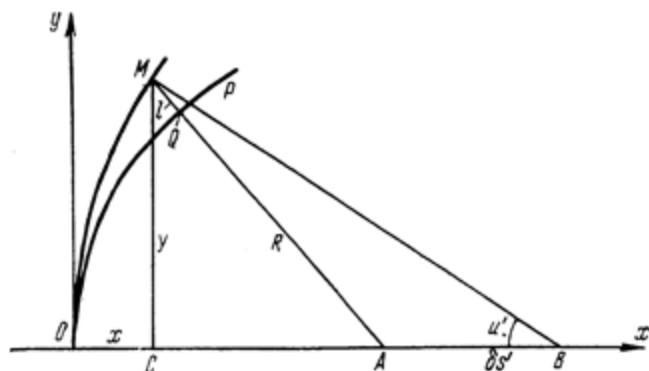


Рис. 37. Волновая абберация.

нить графически; для этой цели на оси ординат нужно отложить значения  $y^2$ , а на оси абсцисс — соответственные значения  $\delta s'$ , известные из тригонометрического расчета. В этом случае формула принимает такой вид:

$$l \cong \frac{1}{2f'^2} \int_0^{\bar{y}^2} \delta s' d(y^2). \quad (4.33a)$$

Для примера вычислим волновую абберацию для простой плосковыпуклой линзы, обращенной выпуклостью в сторону параллельных лучей ( $s = \infty$ ). При  $n = 1,50$  в соответствии

с формулой (4.14) продольная сферическая aberrация линзы равна:

$$\delta s' = -1,17 \frac{h^3}{f'}.$$

Подставив это выражение в формулу (4.33) и помня, что  $h = \bar{y}$ , получаем:

$$l = -\frac{1,17}{f'^3} \int_0^{\bar{y}} y^3 dy = -\frac{1,17}{4f'^3} \bar{y}^4.$$

При  $f' = 250$  мм и для  $\lambda = 0,589$  мкм волновая aberrация относительно гауссовой плоскости не превосходит четверти длины волны только для отверстий, не превышающих по диаметру 19 мм.

Если же переместить экран, на который фокусируется изображение, в плоскость наилучшей установки (примерно на  $\frac{3}{4}\delta s'$  от гауссовой плоскости), то волновая aberrация уменьшится в четыре раза, а тогда в  $\sqrt[4]{4}$  раз увеличится диаметр отверстия линзы, удовлетворяющий критерию Релея. В нашем примере диаметр будет равен 25 мм. Таким образом, простая плосковыпуклая линза с подходящими конструктивными параметрами может дать хорошее дифракционное изображение точки.

Из табл. 20 видно, до каких диаметров и относительных отверстий сферическую плосковыпуклую линзу можно считать практически свободной от сферической aberrации в главном фокусе [3].

Таблица 20

$D$ в мм	5	10	20	50	100
$D/f$	1:5,5	1:6,9	1:8,7	1:11,8	1:14,9

Исправление оптических систем путем комбинации двух или нескольких линз не является единственно возможным способом коррекции. Если иметь в виду исправление только монохроматических aberrаций, то коррекция некоторых из них (сферической, комы и астигматизма) может быть достигнута

путем придания поверхности линзы *асферической формы*. В последнее время такие линзы стали применяться в монохроматорах. Поскольку в этих приборах входящий и выходящий пучки проходят вблизи оптической оси, наиболее существенной из всех монохроматических aberrаций является aberrация сферическая, которую и необходимо прежде всего исправить. Разобранный выше пример показывает, что для этого достаточно деформировать только ту часть сферической линзы, которая лежит за пределами области, удовлетворяющей критерию Релея, т. е. внешние зоны

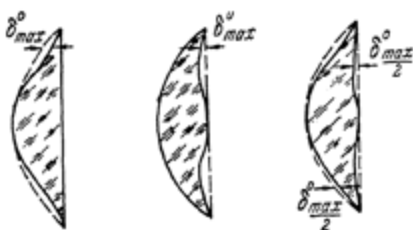


Рис. 38. Асферические линзы, полученные способом зональной ретуши.

линзы. На рис. 38 показаны три варианта получения асферической линзы из плосковыпуклой.

Максимальное отступление от сферы в каждом отдельном случае можно подсчитать по формуле [8]:

$$\delta_{\max} = \frac{(n^3 - 2n^2 + 2) D^4}{512n(n-1)f^3}. \quad (4.34)$$

При  $n = 1,5$

$$\delta_{\max} = 0,0091 \frac{D^4}{f^3},$$

при  $n = 1,6$

$$\delta_{\max} = 0,0055 \frac{D^4}{f^3},$$

т. е. чем выше показатель преломления стекла, тем меньше отступление от сферы ( $\delta_{\max}$ ). Это и понятно, ибо, как было показано в § 15, при увеличении показателя преломления уменьшается кривизна линзы, а вместе с тем и aberrации.

Изготовление асферической оптики может производиться не только по способу зональной ретуши, показанному на рис. 38. Изготавливаются также линзы, ограниченные поверхностями вращения других конических сечений: параболы, эллипса и гиперболы. Однако производство таких систем не является еще массовым и носит скорее эпизодический характер. Между тем целый ряд преимуществ этого вида

оптических систем настоятельно требует в большинстве случаев перехода от сферических систем к асферическим. Так, при замене сложного, хотя бы двухкомпонентного, объектива одной асферической линзой затрачивается по крайней мере в два раза меньшее количество материала; что очень важно при изготовлении оптики из дорогостоящих материалов (кварц, флюорит). Кроме того, уменьшение числа отражающих поверхностей и толщины линз снижает потери на отражение и поглощение и уменьшает количество рассеянного света.

**Отражающие системы.** Отражающие системы выгодно отличаются от преломляющих тем, что не имеют хроматической аберрации. Указанное преимущество отражающих систем является причиной того, что за последнее время в спектральном приборостроении они стали все чаще и чаще применяться. Способствовало этому еще и то обстоятельство, что удалось найти покрытие с высоким коэффициентом отражения в широком спектральном диапазоне. В инфракрасной области спектра в настоящее время применяются исключительно зеркала.

Можно различать два вида проектирующих отражающих систем: центрированные и нецентрированные. Примером первого вида может служить система, изображенная на рис. 39.

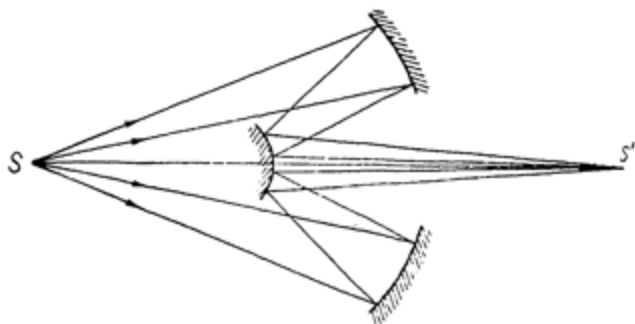


Рис. 39. Центрированная отражающая система.

Такие системы состоят из комбинации вогнутых и плоских или вогнутых и выпуклых зеркал, центрированных относительно оптической оси прибора, подобно линзовой системе. Второй вид отражающей системы характеризуется тем, что направление светового пучка не совпадает с главной осью

зеркала и наклонено к ней под большим или меньшим углом (рис. 40).

Легко видеть, что при одинаковых конструктивных элементах центрированная система обладает меньшими aberrациями, чем нецентрированная. Однако первая уступает последней в отношении количества пропущенной энергии. Это происходит по двум причинам: во-первых, в центрированной

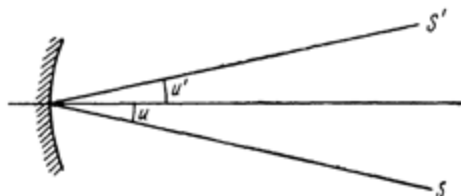


Рис. 40. Нецентрированная отражающая система.

системе площадь рабочей поверхности зеркала уменьшена на величину центрального отверстия в нем, во-вторых, увеличиваются потери при отражении вследствие большего количества зеркал. Поэтому наибольшее распространение получили нецентрированные отражающие системы.

Обратимся к рассмотрению этих систем и выясним, в какой мере они удовлетворяют критерию Релея.

Существенное значение в этих системах будут иметь aberrации наклонных пучков — кома, астигматизм и кривизна поля.

Из формулы (4.24) видно, что длина пятна комы пропорциональна углу наклона пучка. Воспользуемся этой формулой и определим те предельно большие углы, при которых величина  $3\rho_{\parallel}$  не превосходит радиуса дифракционного кружка. Из формул (4.24) и (4.32) легко получить выражение для  $w_{\max}$ . Оно имеет вид:

$$w_{\max} = 6,5 \frac{f^2}{D^3} \lambda. \quad (4.35)$$

В табл. 21 приведены значения  $w_{\max}$ , вычисленные по формуле (4.35) для различных диаметров и относительных отверстий при  $\lambda = 555$  м.мк \*). Из таблицы видно, что хорошее

\*) Значения  $w_{\max}$  для других длин волн легко могут быть найдены из табличных путем умножения их на  $\frac{\lambda}{555}$ .

Таблица 21

$D/f$	$D$ в мм				
	30	40	50	70	100
1:10	41'15"	31'00"	24'48"	17'46"	12'26"
1:7	20'15"	15'13"	12'09"	8'42"	6'06"
1:5	10'20"	7'46"	6'12"	4'25"	3'07"
1:3,5	5'07"	3'50"	3'04"	2'11"	1'31"
1:2,0	1'39"	1'14"	1'00"	42"	30"

изображение с помощью сферического зеркала можно получить только при сравнительно малых углах наклона лучей. Особенно малы эти углы при больших диаметрах и больших относительных отверстиях. В существующих же приборах эти углы значительно больше и даже могут достигать  $10^\circ$ . При таких углах искажения, вызванные комой, как мы увидим ниже, очень велики. Однако существует способ, с помощью которого кома может быть сильно уменьшена, а при одинаковых диаметрах и фокусных расстояниях зеркал и совсем исключена. Для этого, оказывается, достаточно расположить зеркала соответствующим образом [5, 6].

На рис. 41 представлены два возможных расположения зеркал в спектральном приборе: крестообразное и зигзагообразное. Рассмотрим вначале крестообразное расположение.

Пусть  $F$  — точечный источник света. От него распространяется сферическая волна, которую зеркало  $S_1$  должно превратить в плоскую. Но так как источник света находится вне оси, то фронт волны после отражения от зеркала не будет плоским, а будет иметь вид некоторой искривленной поверхности, след которой показан на рис. 41а. Действительно, если  $FO_1$  равно фокусному расстоянию зеркала, а  $FA_1 < FO_1 < FB_1$ , то сферическая волна только в части, непосредственно примыкающей к  $O_1$ , превратится после отражения в плоскую. Часть волны, отражающаяся от зеркала в области  $A_1O_1$ , будет соответствовать расходящемуся пучку, а в части  $B_1O_1$  — сходящемуся, т. е. в первом случае фронт волны будет отставать, во втором — забегать вперед относительно плоской части. На втором зеркале этот эффект усилится; в результате изображение точечного источника



будет не точечным, а размытым и притом в одну сторону. Однако, если расположить зеркала по зигзагообразной схеме (рис. 41б), то aberrация комы может быть исключена. В этом случае второе зеркало исправит искажения фронта волны, внесенные первым зеркалом.

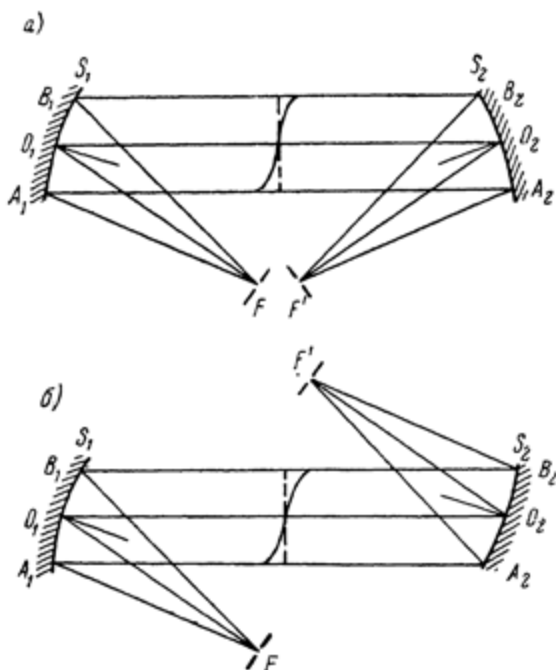


Рис. 41. Расположение зеркал в спектральном приборе: а — крестообразное, б — зигзагообразное.

Для иллюстрации на рис. 42 представлен снимок изображения светящейся щели при крестообразном и при зигзагообразном расположении зеркал. В первом случае изображение щели сильно размыто и притом в одну сторону, во втором оно резко ограничено и приблизительно равномерной яркости [7].

Перейдем теперь к рассмотрению астигматизма. Прежде всего остановимся на вопросе о том, при каком наклоне астигматических пучков размеры астигматического пятна не превосходят размеров дифракционного кружка.

Пусть на зеркало  $BCB$  (рис. 43) падает параллельный пучок лучей. Геометрическим местом фокусов отраженных меридиональных пучков будет поверхность  $MFM$ , сагитталь-

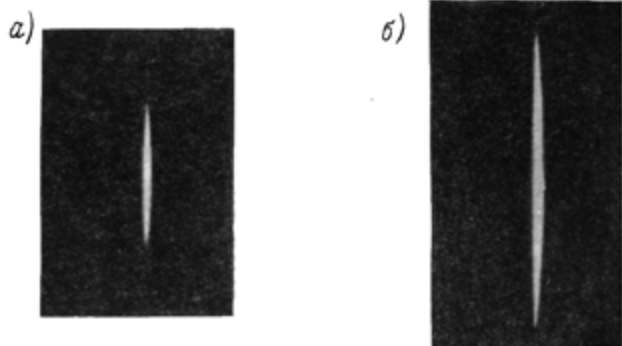


Рис. 42. Изображение щели:  $a$  — при крестообразном,  $b$  — при зигзагообразном расположении зеркал.

ных —  $SFS$ , совпадающая с гауссовой плоскостью (кривизна сагиттального изображения равна нулю). Расстояние между точками  $m$  и  $s$  является астигматической разностью. Изображение точки в сагиттальной плоскости растягивается в линию длиной  $2a$ . Очевидно,

$$\frac{\overline{ms}}{2a} = \frac{f}{D}.$$

Подставляя из формулы (4.28) значение астигматической разности, получаем

$$2a = Dw^2. \quad (4.36)$$

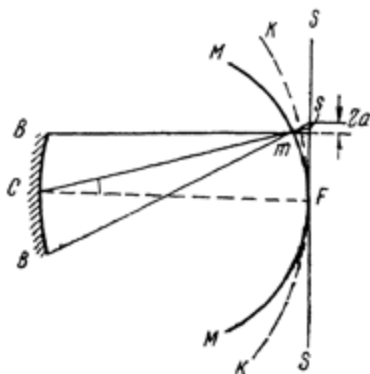


Рис. 43. Астигматизм зеркала.

Приравнивая  $a$  радиусу дифракционного кружка [формула (4.32)], находим для  $w_{\max}$  выражение:

$$w_{\max} = \sqrt{2,44\lambda} \cdot \frac{\sqrt{f}}{D}. \quad (4.37)$$

В табл. 22 приведены значения  $\omega_{\max}$ , вычисленные по формуле (4.37) для  $\lambda = 555$  мкм.

Таблица 22

$D/f$	$D$ в мм				
	30	40	50	70	100
1:10	1°13'	1°03'	56'	47'	40'
1:7	1°00'	53'	47'	40'	33'
1:5	52'	45'	40'	33'	29'
1:3,5	43'	37'	33'	29'	23'
1:2	33'	27'	24'	21'	18'

Сравнивая табл. 22 с предыдущей, можно убедиться, что условия для получения хорошего изображения в случае астигматизма менее жестки, чем в случае комы. Но, как мы видели, последняя может быть устранена сравнительно простым способом; что же касается астигматизма, то его исправление всегда сопряжено с введением в систему дополнительных корригирующих элементов, которые, исправив астигматизм, могут ухудшить качество системы в других отношениях. Например, введение мениска сузит спектральный диапазон применения системы; кроме того, система уже не будет строго ахроматической.

Однако с наличием астигматизма в отражающей системе спектрального прибора можно примириться, если учесть характер астигматического изображения. Действительно, в фокусе как меридиональных, так и сагиттальных пучков изображение точки получается в виде линии. Поэтому искажение изображения входной щели прибора выразится только в его удлинении; ширина же изображения, по крайней мере в области параксиальных лучей, не будет отличаться от ширины самой щели, поскольку последняя измеряется долями миллиметра. Таким образом, наличие астигматизма при невысоких щелях практически не скажется ни на разрешающей силе, ни на степени монохроматизации спектрального прибора; пострадает лишь яркость изображения. Следует все же заметить, что астигматизм весьма нежелателен в тех случаях, когда изображения точек, лежащих вдоль щели, необходимо получить раздельно, например, при пользовании ступенчатыми ослабителями,

при спектральном исследовании интерференционной картины или при изучении спектра источника в различных его точках.

Астигматическое изображение щели показано на рис. 44. Изображение было получено при угле  $\omega = 10^\circ$  от двух зеркал; в одном случае зеркала имели диаметр 50 мм, в другом — в два раза больший. Щель имела высоту 1 мм, ширину 0,33 мм. Длина изображения оказалась равной 4 мм.

а)



б)

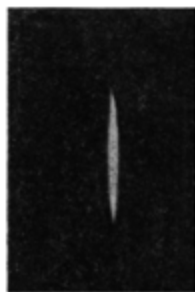


Рис. 44. Астигматическое изображение щели от двух зеркал диаметром: а — 50 мм, б — 100 мм.

Снимки даны в пятикратном увеличении.

Применяя формулу (4.36), можно подсчитать длину фокальной линии  $2a$ ; она получается равной 1,52 мм, т. е. каждая точка щели изображается зеркалом в виде линии указанной длины. От двух зеркал удлинение изображения будет в два раза больше, а именно 3,04 мм. Длина же изображения щели, равная сумме астигматического удлинения и высоты самой щели, должна быть равна 4 мм, что в точности совпадает с величиной, полученной из опыта.

Сравнивая рис. 44а с рис. 44б, легко убедиться, что с увеличением диаметра зеркал вдвое во столько же раз увеличивается и длина фокальной линии.

Обратимся теперь к рассмотрению сферической аберрации. Применяв метод расчета, который был приведен на стр. 107, и воспользовавшись формулами (4.12) и (4.33), можно получить выражение для волновой аберрации сферического зеркала, а затем, приравняв ее четверти длины волны, найти условия, при которых сферическое зеркало по качеству

изображения удовлетворяет критерию Релея. Предоставляя это сделать самому читателю, укажем только, что для сферического зеркала диапазон размеров и относительных отверстий, допустимых с точки зрения условия Релея, значительно шире. Так, практически идеальное изображение точки на оси может быть получено от зеркала диаметром в 70 мм при относительном отверстии 1 : 6,26.

Совершенно безабберационное изображение точки, помещенной в фокусе, может быть получено только с помощью параболических зеркал, при любых величинах их диаметров и относительных отверстий. Но так как на практике приходится всегда иметь дело со щелями конечных размеров и притом смещенных относительно оси, то указанное преимущество параболических зеркал фактически не может быть использовано. Поэтому все сказанное относительно недостатков сферических зеркал действительно и в отношении зеркал

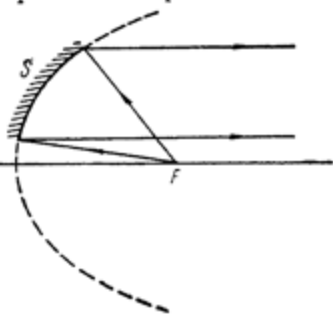


Рис. 45. Параболическое зеркало со смещенной осью.

параболических. Правда, для точки в фокусе можно избавиться от сферической аберрации и в случае наклонного пучка. Для этого применяется параболическое зеркало со смещенной осью. Светящаяся точка (или ее изображение) находится в главном фокусе параболоида вращения, а зеркало представляет только часть этого параболоида и смещено относительно оси, как это показано на рис. 45. Из отражающих нецентрированных систем эта система является наиболее совершенной и должна была бы получить более широкое распространение в спектральном приборостроении. Однако опыт изготовления подобного рода зеркал еще слишком мал, чтобы можно было говорить о массовом их производстве. В настоящее время имеются только отдельные экземпляры спектральных приборов, снабженные такой проекционной системой.

Допуски на качество поверхности и однородность материала. При рассмотрении недостатков систем мы молчаливо предполагали, что сама по себе система идеальна в отно-

шении ее рабочих поверхностей. На практике это далеко не так. Между рассчитанным и реально изготовленным объективом всегда будет разница, так как оптик-изготовитель не воспроизведет с математической точностью расчетной формы поверхностей и исказит их в большей или меньшей степени зональными и местными ошибками. В результате хорошая по расчету система может оказаться далеко не первоклассной по изготовлению.

Спрашивается, какие ошибки и в каких случаях можно допустить, чтобы в идеально рассчитанной оптической системе не появилось аберраций, превышающих четверть длины волны.

Для одиночной линзы допуск на ошибки для каждой из поверхностей не должен превышать  $\frac{\lambda}{4}$ . В случае двухлинзового несклеенного объектива этот допуск может быть не больше  $\frac{\lambda}{8}$ . Что касается зеркал, то в случае одиночного зеркала допуск на точность его изготовления должен быть не выше  $\frac{\lambda}{8}$ . Следует заметить, что величина допуска на изготовление отдельного элемента системы зависит от числа их в системе. Так, при двух зеркалах допуск ужесточается до  $\frac{1}{16}\lambda$  на каждое зеркало, при четырех — до  $\frac{1}{32}\lambda$  и т. д. То же самое относится и к линзам.

Приведенные величины допусков дают представление о том, насколько хорошо должны быть разработаны технологический процесс изготовления первоклассных оптических систем и способы контроля их производства.

Само собой разумеется, что при таких требованиях к точности изготовления оптических систем должны быть высокими и требования к материалу, из которого они изготавливаются. Поэтому процессу изготовления оптической системы должен предшествовать тщательный отбор материала, особенно в отношении его однородности.

В главе 2 было показано, что безупречных в смысле однородности материалов не бывает. Поэтому при выборе куска материала необходимо предварительно взвесить, насколько имеющиеся в нем неоднородности могут сказаться на качестве оптической системы. Вопрос о том, годится ли тот или иной кусок материала (стекло, кристалл) с его дефектами для изготовления заданной оптической системы, может быть

решен также с помощью критерия Релея. Представим себе, что имеется плоскопараллельный кусок стекла, показатель преломления средней части которого отличается от показателя основной массы стекла на  $\pm \Delta n$ . При прохождении через такой кусок плоской световой волны ее фронт исказится, а именно: в той части волны, которая пройдет через неоднородность, фронт ее будет либо отставать от основного фронта, либо опережать его, так как скорость распространения света в среде обратно пропорциональна показателю ее преломления. Поэтому при  $+\Delta n$  будет отставание, при  $-\Delta n$  — опережение. Если толщина стекла  $t$ , то волновая aberrация будет равна

$$l = \pm t \Delta n. \quad (4.38)$$

Приравнивая эту величину четверти длины волны, находим допуск на величину  $\Delta n$ , именно

$$\Delta n = \frac{\lambda}{4t}. \quad (4.39)$$

Отсюда видно, что чем толще стекло (линза), тем жестче допуск на изменение показателя преломления. Вместе с тем величина допуска пропорциональна длине волны, следовательно, в отношении систем, предназначенных для работы в коротковолновой части спектра, допуск на неоднородность уменьшается. Поэтому для изготовления систем, работающих в ультрафиолетовой области спектра, должны применяться материалы очень высокого качества. Из табл. 23 можно видеть, насколько малы допустимые отступления показателя преломления для  $\lambda = 254$  мкм.

Таблица 23

$t$ в мм	5	7	10	15	20
$\Delta n$	$1,27 \cdot 10^{-5}$	$0,90 \cdot 10^{-5}$	$0,63 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$3,1 \cdot 10^{-6}$

Так, если объективы спектрального прибора состоят из четырех кварцевых линз и их общая толщина равна 20 мм, то допуск на изменение показателя преломления кварца не должен превышать трех единиц шестого знака. Конечно, при установлении допуска на неоднородность материала следует

руководствоваться не только величиной волновой аберрации, но и *отношением площади материала, пораженного неоднородностями, ко всей площади.*

Сказанное о качестве материала относилось к преломляющим системам. К материалам, из которых изготавливаются отражающие системы, должны предъявляться несколько иные требования. Однородность поверхности, подготовленной для нанесения отражающего металлического слоя, здесь также играет некоторую роль, так как от качества поверхности может зависеть структура отражающего слоя, а значит и его коэффициент отражения. Но главное требование здесь предъявляется к механическим свойствам — устойчивости в отношении механических деформаций, которые могут возникать по разным причинам (остаточные напряжения, температурные изменения, действие оправы и т. д.).

Попутно следует указать, что идеальная отполированная поверхность зеркала может быть испорчена неравномерностью нанесенного на нее отражающего металлического слоя. Вместе с тем, искусным нанесением слоя можно исправить ошибки оптика-изготовителя и даже из сферического зеркала получить асферическое, например параболическое.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тудоровский А. И. Теория оптических приборов, т. 1. Изд. АН СССР, 1948.
2. Лутовинов В. И. Курс оптикотехники, ч. 1. Изд. Воен. электротехн. акад. РККА им. Буденного, 1936.
3. Максудов Д. Д. Астрономическая оптика. Гостехиздат, 1946.
4. Мороз Л. П. ЖОМП, № 6—7, 3 (1939); № 8, 3 (1939).
5. Czerny u. Turner. Zs f. Phys. 61, 792 (1930).
6. Czerny u. Turner. Zs f. Phys. 63, 597 (1937).
7. Dühmke M. Wiss. Abhandl. d. Phys. Techn. Reichsanstalt 26, 1 (1942).



## ГЛАВА 5

### ПРИЗМЕННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

#### § 20. Основные типы спектральных приборов

Существуют три основных типа спектральных приборов: спектроскоп, спектрограф и монохроматор. В конструктивном отношении они имеют много общего, так как призваны решать одну и ту же задачу — разложение сложного излучения на монохроматические составляющие. На рис. 46 изо-

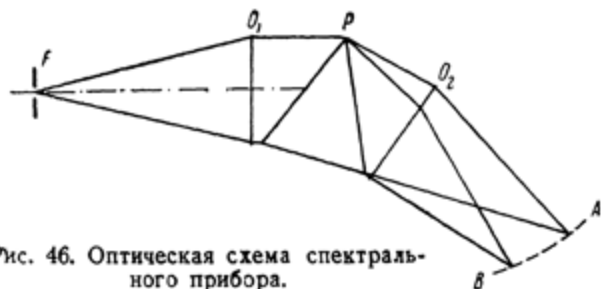


Рис. 46. Оптическая схема спектрального прибора.

бражена простейшая схема спектрального прибора. Свет от источника концентрируется на входной щели  $F$  и расходящимся пучком падает на объектив  $O_1$ ; щель находится в главном фокусе объектива  $O_1$ , поэтому расходящийся пучок после прохождения объектива превращается в параллельный \*); призма  $P$  разлагает падающий на нее „белый пучок“ на монохроматические; второй объектив  $O_2$  собирает эти пучки каждый в своем фокусе; в результате на фокальной поверхности  $AB$  получается прерывная или непрерывная последо-

\* ) Правильнее было бы сказать: в условно параллельный, поскольку щель имеет конечные размеры, а объектив обладает остаточными aberrациями.

вательность монохроматических изображений входной щели, называемая спектром.

Спектральный прибор, предназначенный для визуального наблюдения спектра, носит название спектроскопа. Кроме деталей, указанных на рис. 46, этот прибор снабжается окуляром, который позволяет различать структуру спектра. Спектроскоп применяется обычно для качественного изучения спектров, причем не только видимого, но и ультрафиолетового излучения; в последнем случае он снабжается флюоресцирующим экраном, расположенным по  $AB$  и предназначенным для преобразования невидимого излучения в видимое. Картина такого трансформированного спектра на экране наблюдается через окуляр. В сочетании с фотометрической насадкой спектроскоп позволяет производить и количественные измерения путем сравнения яркости спектров двух источников. В качестве примера можно указать на спектрофотометр Кенига — Мартенса, который появился в начале нашего столетия и до сего времени еще не утратил своего значения для лабораторной практики.

Второй тип спектрального прибора — спектрограф, как показывает само название, служит для записи спектров. Для этого на месте фокальной поверхности  $AB$  (рис. 46) располагается фотографическая пластинка или пленка, на которой и запечатлевается исследуемый спектр. Спектральная область применения спектрографа ограничивается чувствительностью фотографической пластинки и простирается от шумановской области до близкой инфракрасной (около  $0,9 \mu\text{к}$ ).

Спектрограф является основным прибором при спектральном анализе, позволяя решать не только качественные, но и количественные задачи аналитической химии по виду и интенсивности спектров испускания и поглощения.

Третий тип спектрального прибора — монохроматор отличается от двух предыдущих тем, что позволяет выделять из всего спектра достаточно узкие спектральные участки. Достигается это применением второй щели, которая помещается на месте фокальной поверхности  $AB$  (рис. 46). Перемещая либо щель вдоль спектра, либо спектр относительно щели, можно получать за выходной щелью световые пучки различного спектрального состава. Являясь по существу механическим делителем спектра, монохроматор представляет значительные удобства при решении не только спектроаналитических задач,

но и задач, в которых объектом изучения является не сам спектр, а результат действия света на вещество (например, фотохимические и фотоэлектрические явления). В отличие от спектроскопа и спектрографа, монохроматор не связан с определенным индикатором лучистой энергии. Для измерения энергии монохроматических пучков может применяться любой приемник, обладающий чувствительностью к выделяемому излучению: глаз, фотопластинка, фотоэлемент, термоэлемент, болометр и т. п. Поэтому область применения монохроматора охватывает весь оптический спектр, а в инфракрасной области спектра, к которой ни глаз, ни фотопластинка не чувствительны, монохроматоры занимают исключительное положение.

Из сказанного можно сделать заключение, что для всех трех типов спектральных приборов общим является метод получения спектра; различия сводятся только к способам его наблюдения и фиксации.

Обратимся теперь к некоторым общим вопросам теории спектральных приборов.

## § 21. Линейная дисперсия

Протяженность спектра можно измерять либо угловой, либо линейной мерой. Как было показано в главе 3, угловая протяженность спектра определяется параметрами диспергирующей системы: величиной преломляющего угла призмы, показателем преломления и дисперсией вещества, из которого сделана призма. В спектральном приборе в образовании спектра участвует еще и проецирующая система, которая фокусирует лучи различных длин волн в разных точках поверхности  $AB$  (рис. 46). Если излучение, поступающее через входную щель, содержит набор всевозможных частот, то картина спектра будет представлять собою непрерывную последовательность изображений щели. При бесконечно узкой щели длина спектра определяется произведением двух величин: фокусного расстояния второго объектива и угла, под которым виден спектр из центра объектива. Угол этот равен разности углов отклонений монохроматических лучей, ограничивающих спектр, т. е.  $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ . В таком случае длина спектра выражается следующим образом:

$$l = \Delta\alpha f_2, \quad (5.1)$$

Следует оговориться, что написанная формула справедлива только для ахроматической системы, у которой  $f_2 = \text{const}$  для всего спектра. Для участка бесконечно малой ширины формула (5.1) переписывается так:

$$dl = dx f_2.$$

Разделив обе части равенства на  $d\lambda$ , получим:

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{d\alpha}{d\lambda} f_2. \quad (5.2)$$

Величина, стоящая слева, называется *линейной дисперсией* спектрального прибора. Как видно, она равна произведению угловой дисперсии призмы на фокусное расстояние второго объектива. Подставив в формулу (5.2) вместо величины  $\frac{d\alpha}{d\lambda}$  ее выражение из (3.8), находим:

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} f_2. \quad (5.3)$$

Линейная дисперсия — величина нулевой размерности, но часто ее выражают в  $\text{мм}/\text{А}$  или в  $\text{мм}/\text{мкм}$ , подчеркивая тем самым ее физический смысл. Действительно, линейная дисперсия показывает, какова линейная ширина единичного спектрального интервала в фокальной плоскости.

Для практики более удобна величина, обратная линейной дисперсии, именно  $\frac{d\lambda}{dl}$ , которая показывает, какой спектральный интервал имеет ширину, равную линейной единице.

Подсчитаем для примера линейную дисперсию прибора с кварцевой призмой ( $A = 60^\circ$ ), имеющего фокусное расстояние 500 мм для  $\lambda = 300 \text{ мкм}$ . Воспользовавшись данными табл. 7 для показателя преломления и дисперсии кварца  $\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)$  и поставив их в формулу (5.3), находим  $\frac{dl}{d\lambda} = 0,240 \text{ мм}/\text{мкм}$  или  $\frac{d\lambda}{dl} = 4,17 \text{ мкм}/\text{мм}$ , т. е. вблизи  $\lambda = 300 \text{ мкм}$  спектральный интервал в 1 мкм имеет линейную протяженность 0,240 мм или 1 мм длины спектра соответствует спектральному интервалу в 4,17 мкм.

Такой же подсчет, проведенный для  $\lambda = 500$  мкм, дает  $\frac{dl}{d\lambda} = 0,054$  мкм/мкм или  $\frac{d\lambda}{dl} = 18,5$  мкм/мм, т. е. в этом случае линейная дисперсия приблизительно в 4,5 раза меньше, чем в предыдущем. Отсюда следует, что в длинноволновой части спектр будет сжат по сравнению с областью коротких волн. Для кварца это утверждение справедливо лишь до  $\lambda = 1,4$  мкм; из рис. 7 можно видеть, что в более длинноволновой области имеет место обратное соотношение, т. е. более сжатыми окажутся коротковолновые участки.

Из формулы (5.3) следует, что линейная дисперсия прибора пропорциональна фокусному расстоянию второго объектива. Иначе говоря, взяв достаточно большое  $f_2$  и достаточно узкую щель, можно как будто получить сколь угодно большую линейную дисперсию, а следовательно, и сколь угодно большое разрешение. Однако, как будет показано ниже, существует предел разрешающей способности спектрального прибора, обусловленный явлением диффракции.

## § 22. Диффракционное изображение щели

Представим себе, что в фокальной плоскости второго объектива получается изображение бесконечно узкой светящейся щели. Такую щель будем рассматривать как совокупность некогерентных точечных источников света \*). Мы видели, что изображение отдельной точки от ограниченной световой волны при отсутствии aberrаций получается в виде центрального кружка, окруженного системой колец убывающей яркости. Очевидно, диффракционное изображение щели получится как результат наложения изображений отдельных точек, так как каждая точка изображения щели будет находиться в сфере действия изображений других точек. При этом количество энергии, попадающее в данную точку от каждой другой, определится расстоянием между ними. Таким образом, энергию в какой-либо точке изображения щели можно получить, просуммировав энергию, падающую в рассматриваемую

\*) Светящуюся щель можно рассматривать как совокупность некогерентных точечных источников в том случае, когда на нее проектируется изображение источника света. При других способах освещения щель будет представлять источник, обладающий свойствами и когерентного и некогерентного излучателя.

точку от всех других точек изображения щели. Расчеты и опыт показывают, что распределение энергии в дифракционном изображении щели весьма напоминает показанное на рис. 36 распределение энергии в дифракционном изображении точки. Разница только в том, что ширина центральной светлой полосы немного меньше диаметра дифракционного кружка изображения точки, именно, в отношении 953:1000. Кроме того, минимумы не равны нулю, а яркость побочных полос несколько выше яркости колец дифракционного изображения точки.

Следовательно, при замене точечного источника линейным ширина его центрального изображения несколько уменьшается, но в то же время снижается контрастность изображения.

Так обстоит дело в том случае, когда изображение щели получается с помощью круглого отверстия. Если же отверстие объектива ограничить прямоугольной диафрагмой, то

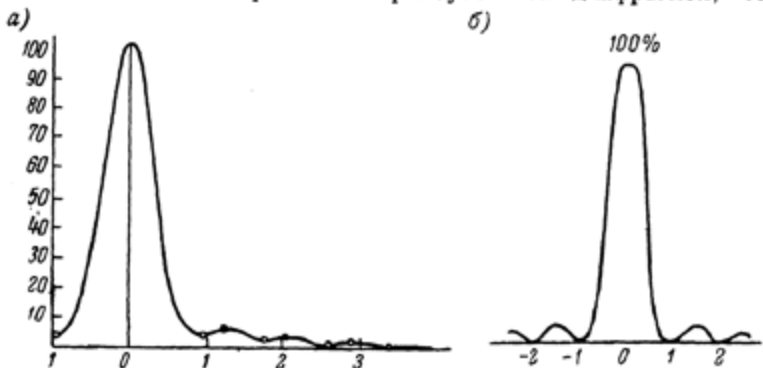


Рис. 47. Распределение освещенности в дифракционном изображении бесконечно узкой щели: а — для круглого отверстия б — для прямоугольного отверстия.

распределение энергии в изображении щели получается более выгодное. Так, если стороны диафрагмы  $d$  и  $h$  и сторона  $d$  перпендикулярна направлению щели (рис. 48 б), то при  $d = D$  (диаметру объектива) полуширина центральной полосы получается равной  $0,82\rho$  вместо  $0,953\rho$  для круглого отверстия. Вместе с тем побочные полосы становятся немного ярче и располагаются ближе к центральной полосе, а минимумы оказываются точно равными нулю. Сказанное иллюстрируется рис. 47, на котором для сравнения изображены обе картины

распределения энергии в дифракционном изображении щели: а) для круглого отверстия, б) для прямоугольного.

Таким образом, поскольку размытие изображения щели из-за дифракции уменьшает разрешающую способность спектрального прибора, то для улучшения качества прибора следует предпочесть круглому отверстию прямоугольное. Иначе говоря, выгоднее вписывать проекцию призмы в объектив, а не наоборот. При этом следует иметь в виду еще и то, что длина стороны диафрагмы  $h$  не оказывает никакого влияния на распределение энергии в изображении щели. Поэтому из той же массы стекла целесообразнее сделать призму меньшей высоты, но с более длинными рабочими гранями, и вписать ее в объектив. Из трех вариантов сочетания призмы с объективом, изображенных на рис. 48,

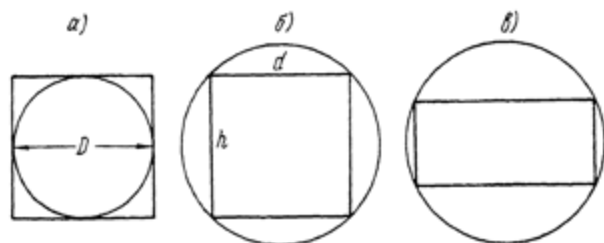


Рис. 48. Диафрагмирование пучка призмой и объективом.

последний следует признать наиболее выгодным. Правда, при осуществлении этого варианта приходится пользоваться объективами большого диаметра, т. е. более дорогими, но так как главную ценность прибора составляет призма, то увеличение стоимости объективов не повлияет сильно на общую стоимость прибора.

Мы рассмотрели случай бесконечно узкой щели. Перейдем теперь к щелям конечной ширины, с которыми приходится иметь дело на практике. Такую щель можно представить как совокупность бесконечно большого числа бесконечно узких щелей. Как и в предыдущем случае, распределение энергии в плоскости, перпендикулярной изображению щели, можно найти путем суммирования энергии от элементарных изображений бесконечно узкой щели.

Остановимся на этом несколько подробнее. Пусть в фокальной плоскости второго объектива получено изображение щели, ширина которого равна диаметру дифракционного кружка, т. е.  $a = 2\rho$ . На рис. 49 точками  $A$  и  $B$  обозначены границы геометрического изображения щели. Поскольку отдельные точки щели являются некогерентными источниками колебаний, то их дифракционные изображения в области  $AB$  будут иметь вид, подобный показанному на рис. 49,

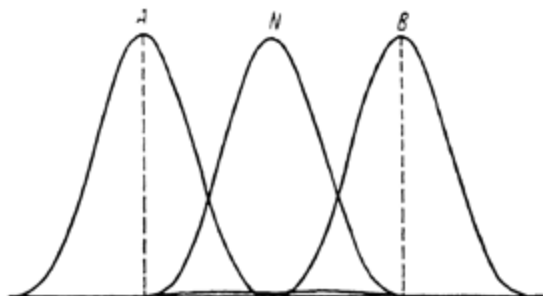


Рис. 49. Освещенность в изображении щели конечной ширины как результат наложения дифракционных изображений точек.

где эта картина воспроизведена для точек  $A$ ,  $N$  и  $B$ . Освещенность в точке  $N$ , как и в любой другой, будет представлять результат наложения дифракционных полос всех точек, расположенных в пределах геометрического изображения щели.

Для определения относительной освещенности в любой точке изображения, расположенной на расстоянии  $x$  от середины полосы, необходимо найти значение интеграла [1.2

$$E = \int_{x-\frac{a}{2}}^{x+\frac{a}{2}} \frac{\sin^2 u}{u^2} du, \quad (5.4)$$

где  $a$  — ширина геометрического изображения щели,  $u = \frac{\pi x d}{\lambda f}$ .  $d$  — поперечник пучка в главном сечении призмы,  $E$  — освещенность в данной точке, отнесенная к освещенности в этой же точке при бесконечно широкой щели. Ввиду того, что



определенный интеграл (5.4) элементарно не интегрируется, освещенность в точке может быть найдена графически. Для этого необходимо расстояние между  $A$  и  $B$  разбить на некоторое конечное, но достаточно большое число равных отрезков и для точек, разделяющих эти отрезки, построить

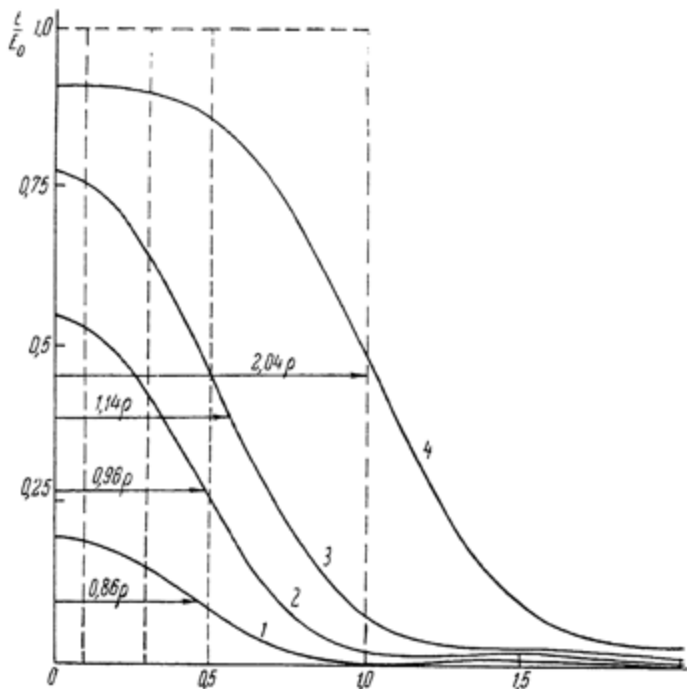


Рис. 50. Распределение освещенности в изображении щелей различной ширины:

1 —  $a = 0,2\rho$ ; 2 —  $a = 0,6\rho$ ; 3 —  $a = 1,0\rho$  и 4 —  $a = 2,0\rho$ .

кривые распределения энергии по данным табл. 18. Освещенность в каждой из этих точек найдется как сумма ординат элементарных кривых распределения. Результаты подобного рода суммирования дают очень хорошее приближение и практически почти не отличаются от строгого математического подсчета.

На рис. 50 приведены кривые распределения освещенности для четырех щелей различной ширины. По оси орди-

нат, как и прежде, отложена освещенность  $E$  в относительных единицах, по оси абсцисс — ширина щели, выраженная в долях радиуса дифракционного кружка; высота прямоугольников соответствует 100% освещенности при бесконечно широкой щели, а их площадь пропорциональна полной энергии в изображении щели.

Мы видим здесь вместо системы полос одну сплошную полосу, края которой выходят за пределы геометрического изображения и тем больше, чем уже щель. Полуширина полосы для первых трех щелей меняется очень мало — от  $0,86\rho$  до  $1,14\rho$ , затем в промежутке от  $a = \rho$  до  $a = 2\rho$  растет быстрее и, наконец, в области, где  $a > 2\rho$ , пропорциональна ширине щели. Что касается освещенности в середине полосы, то с увеличением ширины щели до  $a = \rho$  она растет очень быстро, далее рост постепенно замедляется и в области, где  $a > 2\rho$ , освещенность с ростом ширины щели

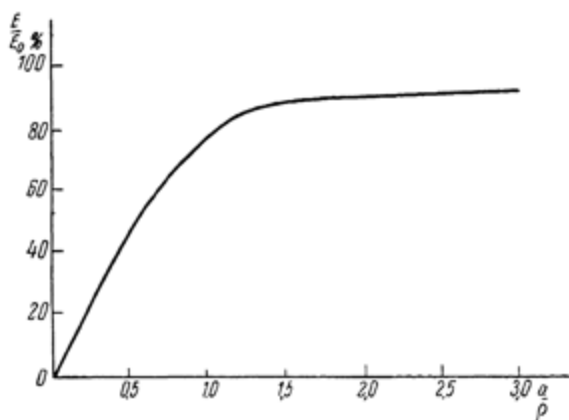


Рис. 51. Зависимость максимальной освещенности от ширины щели.

изменяется очень мало (рис. 51). Эти обстоятельства следует иметь в виду при работе с линейчатыми спектрами, когда уменьшением ширины щели стремятся повысить разрешающую способность прибора. Из приведенных данных ясно, что нецелесообразно применять щель, ширина которой меньше радиуса дифракционного кружка, так как при этом

яркость линии сильно падает, а полуширина ее почти не изменяется [3].

Щель, ширина которой равна радиусу дифракционного кружка, принято называть *нормальной*. Ее величина определяется параметрами прибора и может быть найдена по формуле:

$$a_n = 1,22\lambda \frac{f}{D} \quad (5.5)$$

в случае круглого отверстия и

$$a_n = \lambda \frac{f}{D} \quad (5.6)$$

в случае прямоугольного отверстия. Обозначения здесь те же, что и в предыдущих формулах. Так, в приборе с  $f = 250$  мм и  $D = 50$  мм ширина нормальной щели для  $\lambda = 589,3$  мкм равна 3,6 и 2,94 мк.

Все сказанное относилось к монохроматическому свету. При сплошном спектре влияние ширины щели на характер спектра выражается несколько иначе, но об этом подробнее будет сказано в § 25.

## § 23. Разрешающая способность спектрального прибора

При рассмотрении дифракционного изображения щели мы предполагали, что щель освещается монохроматическим светом. В действительности же в прибор через щель поступает сложное излучение, которое прибор и должен разложить в спектр. Характер структуры линейчатого спектра определяется, главным образом, свойствами поступающего излучения, однако детальность картины, имеющая существенное значение при решении спектроаналитических задач, зависит и от самого прибора. Это влияние прибора особенно сказывается при изучении сложных спектров, состоящих из большого числа близко расположенных линий.

Выше мы видели, что спектральная линия изображается в виде полоски конечной ширины даже в случае бесконечно узкой щели. Поэтому, если на дифракционное изображение одной линии накладывается дифракционное изображение другой, то возможность их разрешения определяется расстоянием между их максимумами. На рис. 52 изображены два случая наложения линий. В одном из них изображения

линии настолько близки (*a*), что максимумы обеих линий слились в один; в другом (*б*) максимумы существуют раздельно, и между ними имеется провал. Глубина этого провала и контрастная чувствительность индикатора определяют возможность раздельного наблюдения линий.

Не касаясь контрастных свойств различных индикаторов, остановимся прежде всего на разрешающей способности

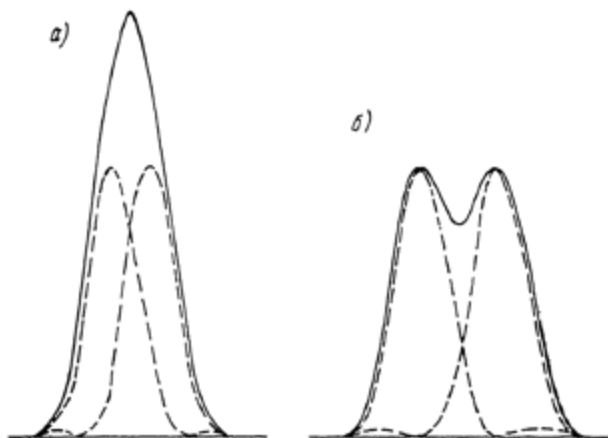


Рис. 52. Дифракционные изображения двух близких линий.

самого спектрального прибора и выясним, от каких свойств прибора она зависит.

Релей предложил считать *условием разрешения двух спектральных линий одинаковой интенсивности такое их положение, при котором главный максимум дифракционного изображения одной из них попадает на первый минимум другой*. При этом глубина провала в суммарной кривой составляет около 0,19 от высоты главного максимума. Условие Реля можно связать с параметрами прибора и, таким образом, найти количественное выражение для его максимальной разрешающей способности.

Пусть в фокальной плоскости второго объектива получены изображения двух близких и достаточно узких линий (рис. 53). Пусть, далее, максимумы центральных полос, обозначенные на рисунке буквами *M* и *N*, расположены, согласно условию Реля, на расстоянии  $\rho$ , где  $\rho$  — полуши-

рина полосы в случае прямоугольного отверстия. Угол, под которым видно это расстояние из центра второго объектива, может быть выражен так:

$$\Delta\varphi = \frac{\rho}{f_2} = \frac{\lambda}{d}. \quad (5.7)$$

Здесь  $d$  — сечение пучка. Заметим, что  $\Delta\varphi$  равен разности углов отклонений рассматриваемых линий, т. е.  $\Delta\alpha$ . Пользуясь формулой для линейной дисперсии прибора (5.3) и

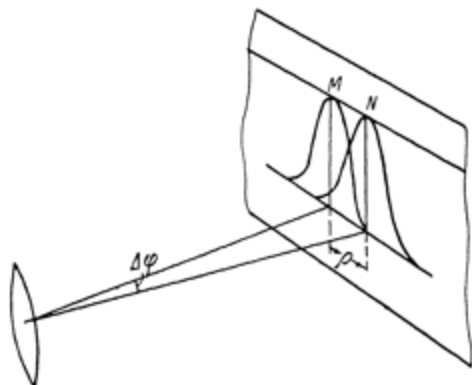


Рис. 53. Условие разрешения двух близких линий.

подставив вместо  $\Delta l$  величину  $\rho$ , найдем выражение для разности длин волн разрешаемых линий  $\lambda_1 - \lambda_2 = \Delta\lambda$ :

$$\Delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \frac{d\lambda}{dn} \frac{1}{f_2} \rho,$$

или, подставляя значение  $\rho$  из (5.7), имеем:

$$\Delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{\lambda}{d}. \quad (5.8)$$

Последнюю формулу можно преобразовать к более простому виду. Для этого выразим сечение пучка  $d$  через пара-

метры призмы (рис. 54). Во-первых, можно написать:

$$d = AB \cos i_1,$$

или, принимая во внимание, что  $\sin i_1 = n \sin i'_1$  и  $i'_1 = \frac{A}{2}$ , находим:

$$d = AB \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}.$$

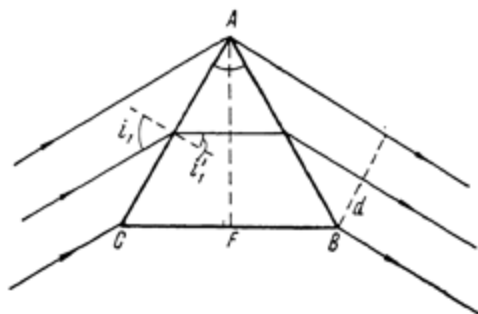


Рис. 54. Сечение преломленного призмой пучка.

Затем, заменив  $AB$  через  $\frac{BF}{\sin \frac{A}{2}}$  и обозначив основание призмы через  $t = 2BF$ , получаем:

$$d = t \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}}.$$

Подставив это выражение вместо  $d$  в формулу (5.8), окончательно находим:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{t \cdot \frac{dn}{d\lambda}}, \quad (5.9)$$

т. е. минимальный разрешаемый прибором спектральный интервал пропорционален длине волны и обратно пропорционален основанию диспергирующей призмы и дисперсии материала, из которого она сделана.

Полученный результат кажется несколько неожиданным, поскольку в него не вошли величины, определяющие

линейную дисперсию — преломляющий угол призмы и фокусное расстояние объектива.

Дело в том, что рассмотренный случай является предельным в смысле разрешения; он относится уже к области, в которой законы геометрической оптики отступают на второй план и поведение светового пучка определяется, главным образом, его волновыми свойствами. В частности, расстояние между линиями задается уже не линейной дисперсией прибора, а условиями дифракции при бесконечно узкой щели. В дальнейшем мы увидим, что при щелях конечной ширины в выражение спектрального интервала, а следовательно, и разрешающей способности прибора, войдет и ширина щели.

Формулу (5.9) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = t \frac{dn}{d\lambda}. \quad (5.10)$$

Величина, стоящая слева, носит название *разрешающей силы призмы*. Входящая в формулу длина волны является средней арифметической длин волн, ограничивающих спектральный интервал, поэтому формула (5.9) может быть переписана еще и так:

$$\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)} = t \frac{dn}{d\lambda}.$$

Зная дисперсию вещества призмы и длины волн двух спектральных линий, которые нужно разрешить, можно найти необходимую величину основания призмы  $t$ . В качестве примера в табл. 24 приведены вычисленные для трех пар ртутных линий основания кварцевых призм, достаточные для разрешения этих линий.

Таблица 24

$\lambda$ в Å	$\Delta\lambda$ в Å	$\frac{dn}{d\lambda}$	$T$ в мм
5803,6 } 5790,6 }	13	$42,5 \cdot 10^{-7}$	10,53
3131,84 } 3131,56 }	0,28	$28 \cdot 10^{-6}$	40,3
3023,48 } 3021,50 }	1,98	$33 \cdot 10^{-6}$	4,57

Из формулы (5.10) следует, что если, например, имеются две призмы из одного материала с равными основаниями, но разными преломляющими углами (рис. 55), то разрешающая сила таких призм одинакова. На рис. 56 изображен другой

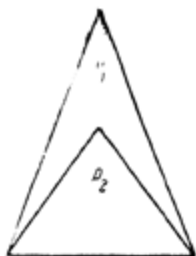


Рис. 55. Призмы с равными основаниями и разными преломляющими углами.

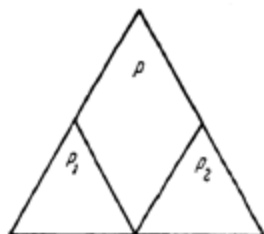


Рис. 56. Сопоставление одной призмы с двумя.

случай: большая призма  $P$  сопоставляется с системой из двух малых призм  $P_1$  и  $P_2$ , у которых сумма оснований равна основанию призмы  $P$ . И в этом случае разрешающие силы одинаковы. Различие будет только в угловой протяженности

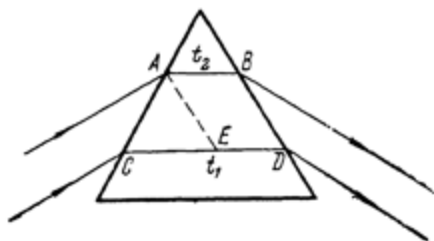


Рис. 57. Частичное заполнение призмы пучком.

спектра, а именно: спектр, полученный от системы, будет в два раза шире, чем от одной призмы, поскольку угловая дисперсия двух призм в два раза больше. Но так как у малых призм сечение пучка во столько же раз меньше, то ширина дифракционного изображения щели будет в два раза больше, вследствие чего разрешаемый спектральный интервал, согласно формуле (5.8) останется тем же, что и у призмы  $P$ .



Если пучок заполняет не всю призму, но проходит так, что пути крайних лучей в призме равны  $t_1$  и  $t_2$ , то это равносильно тому, как если бы пучок проходил призму  $ACE$  (рис. 57) с основанием  $CE = t_1 - t_2$  и плоскопараллельную пластинку  $ABDE$ .

В этом случае разрешающая сила равна

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = (t_1 - t_2) \frac{dn}{d\lambda}. \quad (5.10 \text{ а})$$

## § 24. Увеличение спектрального прибора

Когда щель имеет конечные размеры и притом такие, что влиянием дифракции можно пренебречь, размеры ее изображения могут быть найдены из геометрических соображений.

Пусть имеется спектральный прибор, проектирующая система которого представлена двумя совершенными объек-

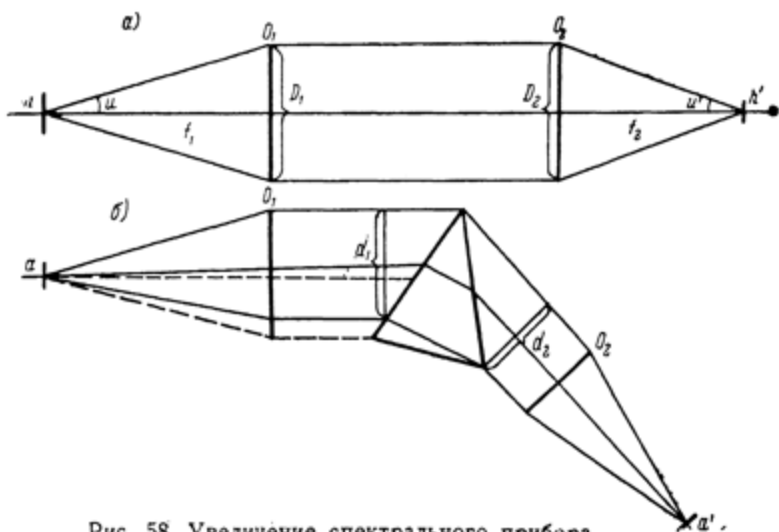


Рис. 58. Увеличение спектрального прибора.

тивами  $O_1$  и  $O_2$  (рис. 58). В фокусе первого объектива находится щель, имеющая ширину  $a$  и высоту  $h$ . Изображение этой щели, получающееся в фокальной плоскости второго объектива, имеет размеры  $a'$  и  $h'$  соответственно. Чтобы

найти соотношение между размерами щели и ее изображения, воспользуемся теоремой Лагранжа — Гельмгольца и напишем:

$$a \operatorname{tg} u = a' \operatorname{tg} u' \quad \text{и} \quad h \operatorname{tg} u = h' \operatorname{tg} u'. \quad (5.11)$$

Из рисунка видно, что

$$\operatorname{tg} u = \frac{D_1}{2f_1} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} u' = \frac{D_2}{2f_2}.$$

Подставляя эти выражения в (5.11), находим:

$$\frac{a'}{a} = \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{D_1}{D_2} \quad \text{и} \quad \frac{h'}{h} = \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{D_1}{D_2}. \quad (5.11a)$$

Величина  $\frac{D}{f}$  носит название *относительного отверстия*,

поэтому можно сказать, что увеличение спектрального прибора равно отношению относительных отверстий объективов. Формула (5.11a) справедлива лишь в том случае, когда световой пучок диафрагмируется только оправами объективов. Если же ограничение пучка производится призмой, то действующее отверстие будет иметь прямоугольную форму. Допустим, что проекция грани призмы на плоскость, перпендикулярную оси пучка, имеет вид прямоугольника со сторонами  $d$  и  $H$ , причем  $d$  параллельна  $a$ , а  $H$  параллельна  $h$ . В этом случае формулы (5.11a) следует переписать так:

$$\frac{a'}{a} = \frac{f_2 d_1}{f_1 d_2} \quad \text{и} \quad \frac{h'}{h} = \frac{f_2}{f_1}, \quad (5.11b)$$

где  $d_1$  и  $d_2$  — поперечники монохроматического пучка в главном сечении до и после призмы. Отсюда следует, что в спектрографах и спектроскопах с неподвижно закрепленной диспергирующей системой увеличение для различных монохроматических лучей различно. Это различие при ахроматической проектирующей системе выражается в том, что ширина изображения щели в лучах меньших длин волн больше, поскольку эти лучи отклоняются призмой сильнее. Если же проектирующая система не ахроматизирована, то для различных участков спектра будут различны не только действующие отверстия, но и фокусные расстояния.

Только для лучей, проходящих в минимуме отклонения,  $d_1 = d_2$ , поэтому

$$\frac{a'}{a} = \frac{f_2}{f_1}. \quad (5.11b)$$

Как раз этот случай имеет место в монохроматорах с призмой постоянного отклонения или системой Вадсворта. Следовательно, в этих приборах увеличение определяется только отношением фокусных расстояний объективов второго и первого коллиматоров.

## § 25. Лучистый поток — сложный и монохроматический

Качество спектрального прибора определяется не только его разрешающей способностью, т. е. способностью выделять достаточно узкие монохроматические пучки; для измерительных целей существенно также и количество энергии, переносимое этими пучками.

При разложении сложного излучения в спектр возникает необходимость говорить о монохроматических потоках, как о потоках энергии, связанных с лучами определенных длин волн. Понятие это нуждается в определении, к которому мы и перейдем.

Пусть имеется лучистый поток, содержащий в своем составе излучения с длинами волн, заключенными между  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ; иначе говоря, спектральная ширина лучистого потока равна

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1.$$

Если весь поток, проходящий через прибор, в этом интервале равен  $\Phi_{\Delta\lambda}$ , то его среднее значение, приходящееся на единицу спектрального интервала, определится как отношение

$$\overline{\Phi_{\Delta\lambda}} = \frac{\Phi_{\Delta\lambda}}{\Delta\lambda}. \quad (5.12)$$

Предел этого отношения при  $\Delta\lambda \rightarrow 0$  будет выражать истинный монохроматический поток, или, как его иногда называют, монохроматическую мощность, т. е.

$$\Phi_\lambda = \text{пред.} \left| \frac{\Phi_{\Delta\lambda}}{\Delta\lambda} \right|_{\Delta\lambda \rightarrow 0}. \quad (5.13)$$

Отсюда поток сложного излучения может быть выражен следующим образом:

$$\Phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\lambda d\lambda. \quad (5.14)$$

а его среднее значение внутри  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$

$$\bar{\Phi}_\lambda = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\lambda d\lambda. \quad (5.15)$$

Фактически всегда приходится измерять энергию в некотором конечном спектральном интервале; величина этого интервала определяется чувствительностью приемника, величиной монохроматического потока и разрешающей способностью спектрального прибора. Может, например, оказаться, что приемник обладает высокой чувствительностью, но она полностью не может быть использована из-за малой разрешающей способности прибора. С другой стороны, может иметь место противоположный случай, чаще встречающийся в практике, когда чувствительность приемника недостаточна, чтобы уверенно измерять выделяемые прибором монохроматические пучки. В этом случае приходится увеличивать измеряемые потоки путем расширения щели, т. е. за счет увеличения  $\Delta\lambda$ , что приводит к понижению точности спектроаналитических измерений.

Из сказанного вытекает необходимость подбора приемника с такой чувствительностью, которая обеспечивала бы уверенное измерение энергии в пределах заданного спектрального интервала.

Пусть абсолютная спектральная чувствительность приемника равна  $s_\lambda$ ; тогда реакция приемника  $P$  выразится так:

$$P = s_\lambda \bar{\Phi}_\lambda \Delta\lambda.$$

Отсюда спектральная ширина измеряемого потока будет равна:

$$\Delta\lambda = \frac{P}{s_\lambda \bar{\Phi}_\lambda}, \quad (5.16)$$

т. е. спектральная ширина измеряемого потока тем уже, чем больше спектральная чувствительность приемника и чем больше выделяемый прибором поток. Величина последнего определяется свойствами применяемого источника излучения и конструктивными параметрами спектрального прибора. Действительно, если  $B_\lambda$  — яркость монохроматического пучка,  $\omega$  — телесный угол, внутри которого этот пучок распространяется,  $q$  — площадь входной щели, то величина потока

будет равна:

$$\Phi_{\lambda} = B_{\lambda} \omega q.$$

Принимая во внимание, что  $q = ah$ , а  $\omega = \frac{S_1}{f_1^2}$ , где  $a$  — ширина щели,  $h$  — ее высота,  $S_1$  — площадь действующего отверстия первого объектива, а  $f_1$  — его фокусное расстояние, можем написать:

$$\Phi_{\lambda} = B_{\lambda} \frac{S_1}{f_1^2} ah. \quad (5.17)$$

Такова величина монохроматического потока, *входящего в прибор*. При прохождении через прибор часть потока будет потеряна вследствие неизбежных отражений у поверхностей и поглощения внутри элементов оптической системы. В результате *падающий на приемник* поток будет более или менее ослаблен по сравнению с потоком, вошедшим в прибор, и его величина запишется так:

$$\Phi'_{\lambda} = B_{\lambda} \frac{S_1}{f_1^2} ah T_{\lambda}. \quad (5.18)$$

Здесь  $T_{\lambda}$  — коэффициент пропускания монохроматического потока, показывающий, какая доля из всей вошедшей энергии достигает приемника.

Для таких приемников энергии, как глаз и фотопластинка, существенна не величина лучистого потока, а освещенность, которую он создает на светочувствительном слое. Если исходить только из геометрических соображений, то освещенность легко найти, зная поток и площадь, на которую он падает. Пусть площадь геометрического изображения щели  $q' = a'h'$ , тогда освещенность, создаваемая монохроматическим пучком, равна:

$$E_{\lambda} = \frac{\Phi'_{\lambda}}{q'} = B_{\lambda} \frac{S_1}{f_1^2} T_{\lambda} \frac{ah}{a'h'}.$$

Заменяя отношение  $\frac{q}{q'}$  его выражением из формулы (5.11а), находим

$$E_{\lambda} = B_{\lambda} \frac{S_1}{f_1^2} T_{\lambda} \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^2. \quad (5.19)$$

В простейшем случае, когда пучок проходит призму в минимуме отклонения, можно считать, что  $D_1 = D_2$  и  $S_1 = S_2$ . Тогда формула (5.19) принимает более простой вид:

$$E_\lambda = B_\lambda \frac{S_2}{f_2^2} T_\lambda. \quad (5.20)$$

Величина  $\frac{S}{f^2}$  носит название светосилы, поэтому можно сказать, что освещенность на приемнике, создаваемая монохроматическим потоком, проходящим призму в минимуме отклонения, пропорциональна светосиле второго объектива прибора.

Формулы (5.19) и (5.20) выведены без учета дифракции и аберраций, влияние которых скажется в том, что размеры изображения щели в действительности будут несколько большими, чем мы их принимали выше.

Пусть ширина и высота изображения щели такие:

$$a' = a \frac{f_2}{f_1} + \Delta a_1 + \Delta a_2,$$

$$h' = h \frac{f_2}{f_1} + \Delta h_1 + \Delta h_2,$$

где  $\Delta a_1$  и  $\Delta h_1$  — увеличения размеров изображения из-за дифракции, а  $\Delta a_2$  и  $\Delta h_2$  — из-за аберраций. Тогда при  $D_1 = D_2$  освещенность выразится следующим образом:

$$E_\lambda = B_\lambda T_\lambda \frac{S_1}{f_1^2} \cdot \frac{ah}{\left(a \frac{f_2}{f_1} + \Delta a_1 + \Delta a_2\right) \left(h \frac{f_2}{f_1} + \Delta h_1 + \Delta h_2\right)}. \quad (5.21)$$

Отбрасывая члены второго порядка малости в знаменателе и вынося  $\frac{f_2^2}{f_1^2}$  за скобку, получаем:

$$E_\lambda = B_\lambda T_\lambda \frac{S_2}{f_2^2} \cdot \frac{ah}{ah + a \frac{f_1}{f_2} (\Delta h_1 + \Delta h_2) + h \frac{f_1}{f_2} (\Delta a_1 + \Delta a_2)}. \quad (5.22)$$

Дробный множитель в выражении (5.22) можно представить в более простом виде, поделив числитель и знаменатель на  $ah$  и обозначив сумму малых величин в знаменателе

через  $\gamma$ . Тогда выражение (5.22) примет вид:

$$E_{\lambda} = B_{\lambda} T_{\lambda} \frac{S_2}{f_2^2} \cdot \frac{1}{1 + \gamma}. \quad (5.23)$$

При широких щелях  $\gamma \ll 1$ , и монохроматическая освещенность в фокальной плоскости второго объектива практически не зависит от ширины щели. Однако в тех случаях, когда площадь щели сравнима с площадью кружков рассеяния, изменение размеров щели будет сопровождаться изменением освещенности.

Формула (5.23) может быть применена и в случае узких спектральных линий, ширина которых много меньше спектральной ширины входной щели. Однако при этом следует помнить, что формула (5.23) дает только некоторое среднее значение освещенности внутри контура линии. В действительности же, как это было показано на рис. 50, величина освещенности внутри изображения линии не остается постоянной по всей его ширине: имея максимальное значение в середине линии, она падает к краям ее контура.

При сплошном спектре дело обстоит несколько сложнее. В этом случае, благодаря дисперсии, изображение щели растягивается в полосу, длина которой превышает ширину самой щели. Вместе с тем, так как падающий на щель поток представляет совокупность монохроматических пучков, освещенность в том или ином участке спектра будет определяться не только геометрическими факторами, но и спектральным составом падающего излучения.

Допустим, что имеется возможность разбить сложный поток на монохроматические и пропускать каждый из них через спектральный прибор отдельно. Если щель имеет ширину  $a$  и увеличение равно  $\frac{f_2}{f_1}$ , то, освещая щель различными монохроматическими потоками, мы будем получать в плоскости спектра ее изображение шириною  $a \frac{f_2}{f_1}$ . Освещенность в каждом таком изображении будет определяться только величиной монохроматического потока и не будет зависеть от ширины щели, так как при расширении щели соответственно увеличивается и ее изображение (5.20). Проведя такие опыты с пучками различных длин волн и притом достаточно близких, заметим, что соседние монохроматиче-

ские изображения щели будут перекрываться друг с другом, и тем больше, чем шире щель. Не будут перекрываться только такие пучки, для которых разность углов отклонений не меньше угловых размеров щели, т. е.

$$\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 \geq \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{a}{f_2} = \frac{a}{f_1}. \quad (5.24)$$

Выражение (5.24) является *условием разрешения двух близких монохроматических пучков с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$*  при щели конечной ширины. Мы видим, что разрешаемый спектральный интервал тем меньше, чем уже щель. Идеальное разрешение будет тогда, когда щель бесконечно узка\*), т. е. когда

$$d\alpha = \frac{da}{f_1}. \quad (5.24a)$$

В этом случае спектр будет идеально чистым. Расширение щели приводит к „загрязнению“ спектра, о степени которого в каждой точке можно судить по величине спектрального интервала  $\Delta_1\lambda$ , проходящего через эту точку. Зная угловую дисперсию призмы и ширину щели, можно найти величину  $\Delta_1\lambda$  по формуле:

$$\Delta_1\lambda = \frac{d\lambda}{d\alpha} \cdot \frac{a}{f_1}. \quad (5.25)$$

Так, например, вблизи  $\lambda = 500$  мкм в приборе с  $f_1 = 250$  мм и 60-градусной призмой из ТФЗ ( $n = 1,73$ ,  $\frac{dn}{d\lambda} = 220 \cdot 10^{-6}$ ), при щели  $a = 0,1$  мм спектральный интервал  $\Delta_1\lambda = 0,99$  мкм, т. е. вблизи указанной длины волны через каждую точку изображения спектра проходят монохроматические пучки с длинами волн от  $\lambda_1 = 499,5$  мкм до  $\lambda_2 = 500,5$  мкм.

Следовательно, при измерении излучения, разложенного в сплошной спектр, всегда приходится иметь дело с пучками более или менее сложного состава, поэтому обычно употребляемое в практике понятие „монохроматический пучок“ в этом случае имеет условное значение. Величина освещенности, создаваемая таким квазимонохроматическим пучком в плоскости спектра, будет определяться не только яркостью и геометрическими размерами пучка, но и спектральным



составом. Действительно, если при конечной ширине щели через каждую точку спектра проходит не один монохроматический пучок, а некоторая совокупность, то задача отыскания величины освещенности в том или ином участке сплошного спектра сведется к суммированию освещенностей, создаваемых накладываемыми монохроматическими пучками, т. е.

$$E_{\Delta, \lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda} d\lambda. \quad (5.26)$$

Подставив в это выражение значение  $E_{\lambda}$  из (5.20), получим:

$$E_{\Delta, \lambda} = \frac{S_2}{f_2^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda} T_{\lambda} d\lambda. \quad (5.27)$$

В последнее выражение ширина щели в явном виде не входит, между тем опыт показывает, что при расширении щели спектр становится ярче. Происходит это за счет множителя

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda} T_{\lambda} d\lambda,$$

в котором при изменении ширины щели изменяются пределы интегрирования. Расширяя щель, мы увеличиваем спектральный интервал  $\Delta_1 \lambda$ , характеризующий степень наложения монохроматических пучков друг на друга. Каждый новый элементарный пучок вносит свою долю энергии, в результате чего освещенность в каждой точке спектра растет. Это легко показать, если написать

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda} T_{\lambda} d\lambda = \overline{B_{\lambda} T_{\lambda}} \Delta_1 \lambda. \quad (5.28)$$

Здесь  $\overline{B_{\lambda} T_{\lambda}}$  — среднее значение яркости пучка внутри интервала  $\Delta_1 \lambda$ . Подставив последнее выражение в формулу (5.27) и заменив  $\Delta_1 \lambda$  из (5.25), получим:

$$E_{\Delta, \lambda} = \overline{B_{\lambda} T_{\lambda}} \frac{S_2}{f_2^2} \cdot \frac{d\lambda}{d\alpha} \cdot \frac{a}{f_1}. \quad (5.29)$$

Отсюда видно, что освещенность в каждой точке сплошного спектра прямо пропорциональна ширине щели и обратно пропорциональна угловой дисперсии призмы, т. е. призма с большей дисперсией даст менее яркий спектр. Кроме того, при одной и той же призме освещенность больше в той части сплошного спектра, где меньше дисперсия. Это обстоятельство следует иметь в виду при измерениях, так как энергия у источников сплошного спектра в сторону коротких волн падает, дисперсия же в этом направлении обычно увеличивается. Под влиянием этих двух причин освещенность вдоль сплошного спектра будет падать значительно быстрее, чем это следует из распределения энергии в излучении.

При учете влияния дифракции и aberrаций в формулу (5.26) необходимо подставить значение  $E_\lambda$  из (5.23) и, кроме того, распространить интегрирование на несколько больший спектральный интервал, так как изображение щели в плоскости спектра будет больше на величину дифракционного и aberrационного кружков рассеяния. В этом случае

$$E_{\Delta, \lambda} = \frac{S_2}{f_2^2} \cdot \frac{1}{1 + \gamma} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda T_\lambda d\lambda,$$

где

$$\Delta_1 \lambda = \frac{d\lambda}{d\alpha} \cdot \frac{1}{f} (a + \Delta a_1 + \Delta a_2) = \frac{d\lambda}{d\alpha} \cdot \frac{a}{f_1} (1 + \delta).$$

Пользуясь тем же приемом замены интеграла произведением средней яркости на ширину спектрального интервала, получаем:

$$E_{\Delta, \lambda} = \overline{B_\lambda T_\lambda} \frac{S_2}{f_2^2} \cdot \frac{d\lambda}{d\alpha} \cdot \frac{a}{f_1} \cdot \frac{1 + \delta}{1 + \gamma}. \quad (5.30)$$

Сравнивая формулы (5.29) и (5.30), можно заключить, что в тех случаях, когда  $\delta = \gamma$ , дифракция и aberrации не сказываются на величине освещенности в сплошном спектре\*). Однако следует все же помнить, что при этом уровень освещенности сохраняется прежним только за счет ухудшения чистоты спектра.

Необходимо особо отметить случай астигматического изображения. При большом астигматизме изображение щели

\*) Это будет в том случае, когда  $\Delta h_1$  и  $\Delta h_2$  много меньше  $h$ .

будет сильно вытянуто в направлении ее длины, вследствие чего освещенность может оказаться значительно меньше той, которая получилась бы при безаберрационной оптике.

## § 26. Искривление изображения щели призмой

Рассматривая преломления световых лучей в призме, мы предполагали, что все лучи проходят призму параллельно ее главному сечению. Это может иметь место только при идеальных объективах и точечном входном отверстии. В действительности входная щель имеет конечную ширину и высоту; вследствие чего лучи, падающие на призму из точек щели, расположенных выше и ниже оси коллиматора, пересекут призму под некоторым углом к главному сечению.

На рис. 59 представлен ход двух монохроматических лучей — луча  $CLMO$ , идущего из середины щели и пересе-

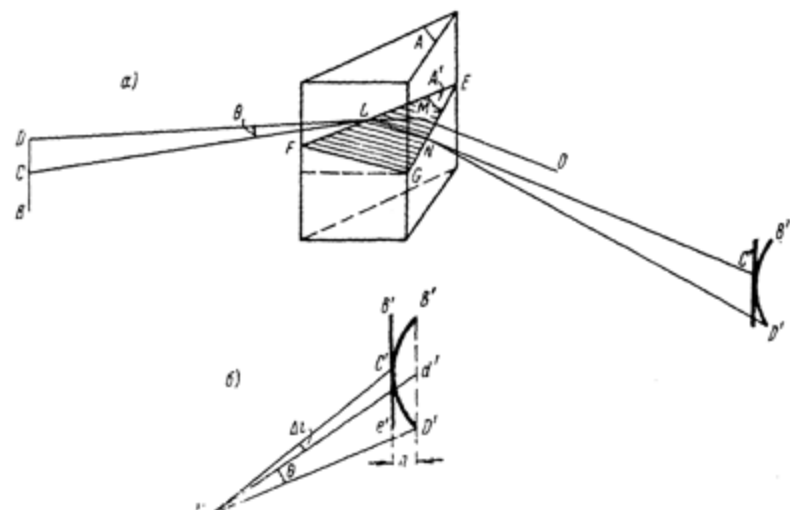


Рис. 59. Искривление изображения щели призмой.

кающего призму в ее главном сечении, и луча  $DLND'$ , падающего на призму под углом  $\theta$  и пересекающего ее в плоскости  $EFG$ . Для упрощения объективы на рисунке не изображены. Имея общую точку входа в призму, рассматриваемые лучи после преломления расходятся и выходят из

призмы в разных точках ( $M$  и  $N$ ). Для наглядности на рисунке луч  $MO$  заменен параллельным ему лучом  $NC'$ . Легко видеть, что для луча  $DLND'$  преломляющий угол  $A'$  больше преломляющего угла призмы  $A$ . По этой причине все лучи, проходящие призму наклонно к ее главному сечению, будут отклонены на большие углы, чем лучи, идущие в главном сечении. Наиболее отклоненными будут лучи, исходящие из крайних точек щели — верхней и нижней. Таким образом, изображение щели получится изогнутым с выпуклостью, обращенной в длинноволновую часть спектра (на рис. 59а дуга  $B'C'D'$ ).

Определим кривизну изображения. Для этого воспользуемся рис. 59б, на котором представлена в несколько ином виде правая часть рис. 59а. Здесь линия  $Nd'$  является проекцией луча  $ND'$  на плоскость главного сечения призмы. Угол между лучом  $NC'$  и этой проекцией определяется соотношением:

$$\Delta i = \frac{1}{2} \frac{n^2 - 1}{n} \cdot \frac{\sin A}{\cos i'_1 \cos i'_2} \operatorname{tg}^2 \theta, \quad (5.31) *$$

где  $i'_1$  и  $i'_2$  — углы преломления на первой и второй гранях призмы. Как видно из этого соотношения, угол отклонения проекции луча является функцией угла наклона луча  $\theta$ . При отсутствии искривления изображение щели получилось бы в  $b'C'e'$ . Предполагая, что точка  $N$  находится во второй главной плоскости второго объектива, можно написать

$$\overline{e'C'} = f_2 \operatorname{tg} \theta \quad \text{и} \quad \overline{C'd'} = h = f_2 \Delta i.$$

Подставляя в последнее выражение значение  $\Delta i$  из (5.31), получаем:

$$h = \frac{1}{2} f_2 \frac{n^2 - 1}{n} \cdot \frac{\operatorname{tg}^2 \theta}{\cos i'_1 \cos i'_2} \sin A. \quad (5.32)$$

С другой стороны, стрелка  $h$  может быть выражена так

$$h = \frac{(\overline{e'C'})^2}{2R}. \quad (5.33)$$

Здесь  $R$  — радиус кривизны изображения.

\*) Вывод этой формулы можно найти в книге Г. Г. Слюсарева „Методы расчета оптических систем“, изд. 1937, стр. 333—336.

Отсюда

$$\frac{1}{R} = \frac{2h}{(e'c')^2} = \frac{2h}{f_2^2 \operatorname{tg}^2 \theta}$$

и окончательно

$$\frac{1}{R} = \frac{n^2 - 1}{nf_2} \cdot \frac{\sin A}{\cos i'_1 \cos i'_2}. \quad (5.34)$$

Из выражения (5.34) видно, что кривизна изображения щели  $1/R$  обратно пропорциональна фокусному расстоянию второго объектива и является функцией показателя преломления. Из последнего следует, что кривизна изображения для лучей различных длин волн различна.

Для лучей, находящихся в минимуме отклонения, формула (5.34) принимает более удобный для вычисления вид. В этом случае  $i'_1 = \frac{A}{2}$ ,  $i'_2 = i_1$ ; после подстановки этих значений и несложных преобразований получаем:

$$\frac{1}{R} = 2 \frac{n^2 - 1}{nf_2} \cdot \frac{\sin \frac{A}{2}}{\cos i_1} = \frac{2(n^2 - 1)}{n^2 f_2} \operatorname{tg} i_1$$

или

$$\frac{1}{R} = 2 \frac{n^2 - 1}{nf_2} \cdot \frac{\sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}. \quad (5.35)$$

Соответственно для стрелки  $h$  получается выражение:

$$h = f_2 \frac{n^2 - 1}{n} \cdot \frac{\sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \operatorname{tg}^2 \theta. \quad (5.36)$$

Приведем в качестве примера результаты подсчета радиуса кривизны и величины стрелки для спектральных линий  $\lambda_1 = 198,8$  мкм и  $\lambda_2 = 303,3$  мкм в минимуме отклонения (призма кварцевая  $60^\circ$ ,  $f_2 = 250$  мм, высота щели 10 мм,  $n_{\lambda_1} = 1,6509$  и  $n_{\lambda_2} = 1,5770$ ):

$\lambda$	$h$ мм	$R$ мм
198,8	0,092	135
303,3	0,071	176

Как видно из этих данных, кривизна линий увеличивается для более коротких волн, т. е. при возрастании показателя преломления.

В случае, когда имеется несколько призм с параллельными ребрами, общая кривизна равна кривизне от первой призмы, умноженной на *меридиональное увеличение* призм, следующих за первой. Меридиональным увеличением  $\Gamma_m$  называется отношение:

$$\Gamma_m = \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i'_1 \cos i'_2}, \quad (5.37)$$

где  $i_1, i_2, i'_1$  и  $i'_2$  — углы падения и преломления на гранях призмы. Для минимума отклонения  $\Gamma_m = 1$ , так как  $i_1 = i'_1$  и  $i_2 = i'_2$ .

В спектрографах кривизна линий не имеет существенного значения; однако в монохроматорах с ней приходится считаться, так как искривление изображения щели приводит к ухудшению чистоты выделяемых монохроматических пучков. Подробнее об этом будет сказано в следующей главе.

## § 27. Освещение щели спектрального прибора

При рассмотрении свойств светового пучка внутри спектрального прибора и выяснении качества образующегося изображения мы предполагали, что входящий в прибор пучок представляет собою совокупность когерентных или некогерентных волн, имеет одинаковую плотность лучистого потока по сечению и целиком заполняет объектив коллиматора. От этих свойств пучка в той или иной мере зависит точность измерений при решении спектроаналитических задач, поэтому вопрос о формировании пучка до входной щели имеет немаловажное значение и нуждается в специальном рассмотрении.

Существует несколько способов освещения щели спектрального прибора; все они могут быть разбиты на две основные группы: а) освещение щели непосредственно светом источника и б) освещение с применением осветительной системы.

Требования, которые необходимо иметь в виду при выборе того или иного способа, сводятся к следующему:

1) максимальное использование светосилы прибора;

- 2) равномерное освещение щели по всей ее площади;
- 3) равномерная освещенность в изображении щели.

Не следует думать, что выполнение перечисленных требований обязательно во всех случаях.

Займемся оценкой различных способов освещения щели с точки зрения этих требований.

**Освещение щели непосредственно светом источника.** Всякий реальный источник света имеет конечные размеры, поэтому падающий от него на щель пучок представляет систему независимых сферических волн. При этом в каждую точку входной щели падает свет от всех точек источника, благодаря чему освещенность на щели получается равномерная, т. е. второе требование выполняется.

Выясним теперь, выполняется ли первое требование. Пусть  $l$  — протяженность источника в плоскости главного сечения призмы,  $a$  — ширина щели,  $D_1$  и  $f_1$  — диаметр и фокусное расстояние объектива и  $r$  — расстояние от источника до щели. Как легко убедиться по рис. 60, заполне-

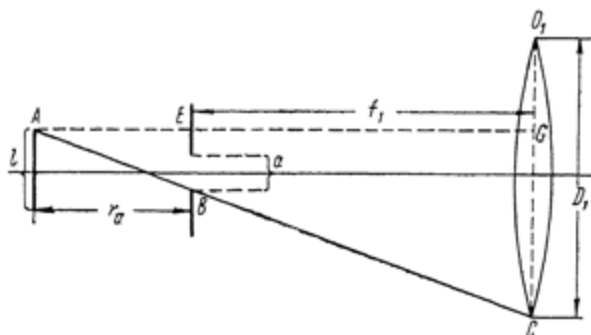


Рис. 60. Ход светового пучка в главном сечении призмы при освещении щели непосредственно светом источника.

ние светом объектива  $O_1$  будет иметь место не при любом  $r$ , а только начиная с некоторого его значения ( $r = r_a$ ). Этот оптимальный случай и изображен на рис. 60. Луч от крайней точки источника  $A$  проходит через точку  $B$  у края щели и попадает на край объектива в точку  $C$ . Ясно, что лучи от промежуточных точек источника все попадут на объектив  $O_1$ . При  $r > r_a$ , вследствие виньетирования лучей

щелью, сечение пучка станет меньше диаметра объектива; напротив, при  $r < r_a$  часть лучей от крайних точек источника пойдет мимо объектива  $O_1$ . Падая на стенки трубы коллиматора и отражаясь от них, эти лучи создадут в приборе ненужный и даже вредный рассеянный свет. Следовательно, для максимального использования светосилы прибора источник должен быть помещен на определенном расстоянии от щели. Это расстояние легко найти, воспользовавшись рис. 60. Из треугольников  $ABE$  и  $ACG$  получаем соотношение:

$$\frac{r_a}{r_a + f_1} = \frac{\frac{a+l}{2}}{\frac{D+l}{2}},$$

откуда

$$r_a = \frac{a+l}{D-a} f_1. \quad (5.38)$$

Мы проследили ход лучей в плоскости главного сечения призмы. Прделаем то же самое для лучей, распространяю-

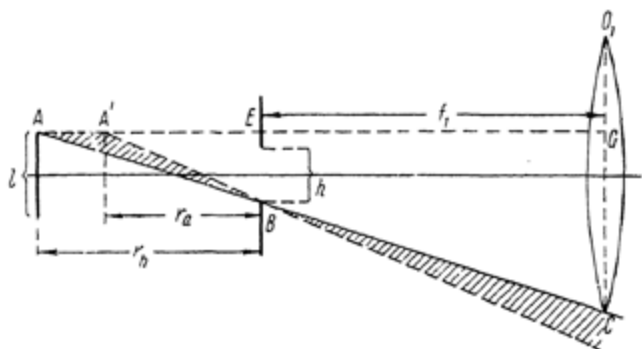


Рис. 61. Ход светового пучка в плоскости, перпендикулярной главному сечению призмы, при освещении щели непосредственно светом источника.

щихся в плоскости, параллельной преломляющему ребру призмы (рис. 61), предполагая длину источника такой же. В этом случае условия для прохождения пучка будут иные. Именно, крайние точки щели отстоят от оси на расстоянии  $\frac{h}{2}$ , где  $h$  — высота щели. А так как  $h \gg a$ , то при



$r = r_a$  часть лучей, проходящих от источника через эти точки, не попадет на объектив, вследствие чего освещенность в изображении щели будет неравномерная. Она будет падать к верхнему и нижнему краям изображения. Таким образом, если источник помещен на расстояние  $r_a$  от щели, то выполняются требования первое и второе, но не выполняется требование третье.

Отодвигая источник от щели, можно добиться такого его положения, когда лучи, идущие в плоскости, параллельной преломляющему ребру призмы, не виньетируются, и освещенность вдоль всей площади изображения будет равномерной.

При этом источник должен находиться от щели на расстоянии, равном:

$$r_h = \frac{h+l}{D-h} f_1. \quad (5.39)$$

Однако легко убедиться, что если  $r = r_h$ , то часть лучей, распространяющихся в плоскостях, параллельных главному сечению, виньетируется самой щелью, и световое пятно на объективе получается вытянутым; его поперечник

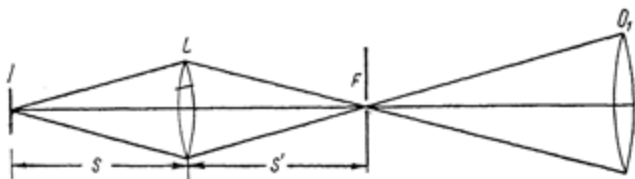


Рис. 62. Освещение щели при помощи одной линзы.

в плоскости главного сечения призмы меньше диаметра объектива, вследствие чего не только не выполняется первое требование, но и уменьшается разрешающая способность прибора.

Таким образом, первое требование выполняется при  $r = r_a$ , второе — при любом  $r$  и третье — при  $r = r_h$ .

**Освещение щели при помощи осветительной системы.** В этом случае свет от источника проектируется на щель системой линз или зеркал. Рассмотрим вначале наиболее простую и очень часто применяемую систему, состоящую из одной линзы (рис. 62).

Пусть осветительная линза  $L$  имеет диаметр  $D$ , фокусное расстояние  $f$  и расположена от щели  $F$  на расстоянии  $s'$ . Если  $s'$  таково, что на щели получается изображение источника, то для заполнения объектива  $O_1$  коллиматора должно быть выполнено условие:

$$\frac{D}{s'} = \frac{D_1}{f_1}, \quad (5.40)$$

которое после подстановки из уравнения Гаусса величины  $\frac{1}{s'}$  принимает вид:

$$D \left( \frac{1}{f} - \frac{1}{s} \right) = \frac{D_1}{f_1}. \quad (5.41)$$

Здесь  $s$  — расстояние от источника до линзы. В зависимости от соотношения между расстояниями  $s$  и  $s'$  изображение источника на щели может быть увеличенным или уменьшенным. Если увеличение системы  $\beta = \frac{s'}{s}$ , то  $s' = (1 + \beta)f$ , и формула (5.40) преобразуется к виду:

$$\frac{D}{f} \cdot \frac{1}{1 + \beta} = \frac{D_1}{f_1}. \quad (5.42)$$

Множитель  $\frac{1}{1 + \beta}$  всегда меньше единицы, вследствие чего относительное отверстие осветительной линзы всегда больше относительного отверстия объектива коллиматора. Только в одном случае, когда источник находится в бесконечности, относительные отверстия линзы и объектива будут одинаковы. Подобное соотношение осуществляется, например, при освещении щели спектрального прибора солнечным светом.

Выясним, какое положение осветительной линзы является наиболее выгодным. На рис. 63 изображены два варианта освещения щели: а) при  $\beta > 1$  и б) при  $\beta < 1$ . Чтобы решить поставленный вопрос, необходимо найти и сравнить освещенности на щели в том и другом случае.

Напишем выражения для световых потоков. При увеличенном изображении источника (рис. 63а) поток равен:

$$\Phi_1 = B\omega_1 ah,$$

при уменьшенном (рис. 63б):

$$\Phi_2 = B\omega_2 ah,$$

где  $a$  и  $h$  — размеры светящегося тела источника. Обозначив

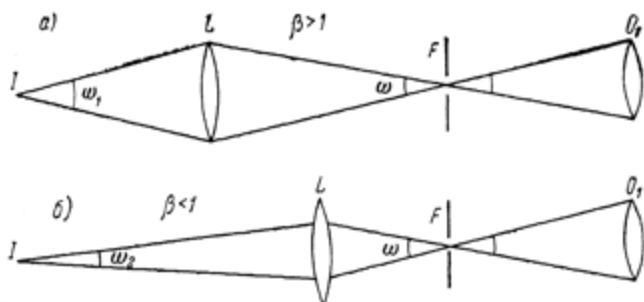


Рис. 63. Освещение щели при увеличенном (а) и уменьшенном (б) изображении источника света.

через  $a'$  и  $h'$  размеры его изображения, соответственно для освещенностей можем написать:

$$E_1 = \frac{\Phi_1}{a'_1 h'_1} = B\omega_1 \frac{ah}{a'_1 h'_1},$$

$$E_2 = \frac{\Phi_2}{a'_2 h'_2} = B\omega_2 \frac{ah}{a'_2 h'_2}.$$

Имея в виду, что  $\omega = \frac{S}{s^2}$  ( $S$  — используемая площадь осветительной линзы), а  $\frac{a'h'}{ah} = \frac{s'^2}{s^2}$ , и подставив эти значения в последние формулы, получаем:

$$E_1 = B \frac{S_1}{s_1^2} = B\omega,$$

$$E_2 = B \frac{S_2}{s_2^2} = B\omega,$$

Таким образом, при выполнении условия (5.40) освещенность на щели от увеличения не зависит. Вследствие этого задача освещения щели с помощью линзы может быть решена многими способами. Однако на практике принято помещать линзу от щели на расстоянии  $s' = 2f$ . Такое расположение оправдывается конструктивными соображениями, так как при этом расстояние между источником света и щелью получается наименьшее \*).

Если проследить ход лучей в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, подобно тому, как это было сделано на стр. 151, то можно убедиться, что часть краевых лучей в плоскости, параллельной высоте щели, виньетируется. Чтобы избежать этого, около щели помещают вторую линзу  $L'$  (рис. 64), назначение которой — дать изображение линзы

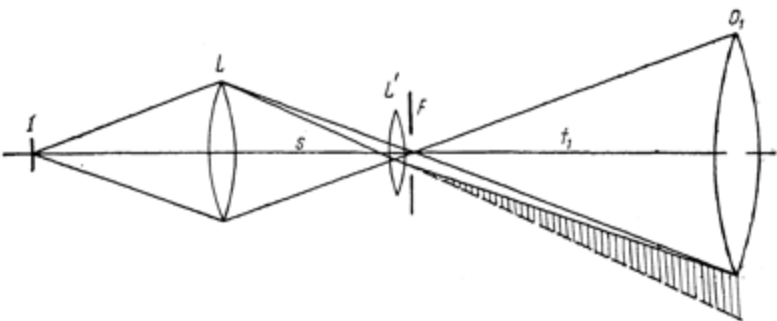


Рис. 64. Освещение щели при помощи двух линз.

$L$  на объективе  $O_1$ . Диаметр этой линзы должен быть не меньше максимальной высоты щели, а фокусное расстояние должно удовлетворять условию:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{f_1}, \quad (5.43)$$

где  $s_1$  — расстояние между линзами  $L$  и  $L'$ . Кроме того, для заполнения объектива  $O_1$  необходимо выполнение второго условия:

$$\frac{f_1}{s_1} = \frac{D_1}{D}. \quad (5.44)$$

\*) Расстояние от источника до щели равно  $r = s + s'$  или  $r = s + \frac{s \cdot f}{s - f}$ . Минимум этой функции будет при  $s' = s = 2f$ .

Исключая из этих формул величину  $s_1$ , легко найти фокусное расстояние линзы  $L'$ ; оно равно:

$$f' = \frac{f_1}{1 + \frac{D_1}{D}}. \quad (5.45)$$

Так, если диаметр объектива коллиматора  $D_1 = 50$  мм, фокусное расстояние  $f_1 = 500$  мм, диаметр первой осветительной линзы  $D = 40$  мм, то фокусное расстояние второй осветительной линзы  $f'$  должно быть около 222 мм.

Применение второй линзы исключает виньетирование, но не устраняет неравномерности освещения щели. Действительно, поскольку на щель проектируется изображение источника, то распределение освещенности на щели будет определяться свойствами светящегося тела источника. Равномерная освещенность может быть только в том случае, когда на щель падают лучи от участка источника, имеющего одинаковую яркость во всех его точках. Например, при применении ленточной лампы накаливания можно получить равномерную освещенность на щели шириною до 1 мм.

В тех случаях, когда яркость источника меняется от точки к точке, для получения равномерной освещенности щели и ее изображения применяют более сложную осветительную систему. На рис. 65 изображена осветительная

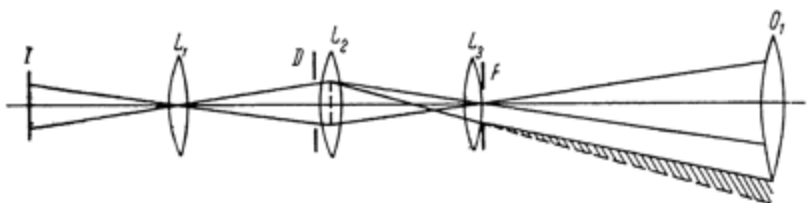


Рис. 65. Осветительная система из трех линз.

система из трех линз. Линза  $L_1$  проектирует изображение источника на плоскость второй линзы  $L_2$ , назначение которой — дать изображение линзы  $L_1$  на щели  $F$ . Поверхность линзы  $L_1$  освещается всеми точками источника одинаково, вследствие чего и в изображении этой линзы на щели освещенность будет равномерна. Линза  $L_3$ , помещенная около щели, выполняет ту же функцию, что и линза  $L'$  в преды-

дущем случае: она предназначена для устранения виньетирования краевых лучей [6].

Легко видеть, что этот способ аналогичен способу освещения щели непосредственно светом источника. Однако преимущество системы линз состоит в том, что она позволяет проектировать на щель свет от различных участков светящегося тела источника. Для этого рядом с линзой  $L_2$  помещают диафрагму  $D$ , которая выделяет выбранный участок изображения источника, так что на щель падают лучи только от этого участка.

Осветительную систему из линз чаще всего применяют неахроматизованную, поэтому при работе в широком спектральном диапазоне возникает необходимость фокусировки для каждого участка спектра. Если первоначальная установка системы сделана для длины волны  $\lambda_0$ , то для установки системы на другие длины волн нужно знать соответствующие фокусные расстояния, которые могут быть найдены по формуле:

$$f_\lambda = f_{\lambda_0} \frac{n_{\lambda_0} - 1}{n_\lambda - 1}. \quad (5.46)$$

Чтобы выполнить условие  $s' = s = 2f$  для каждой длины волны, необходимо одновременно с линзой перемещать и

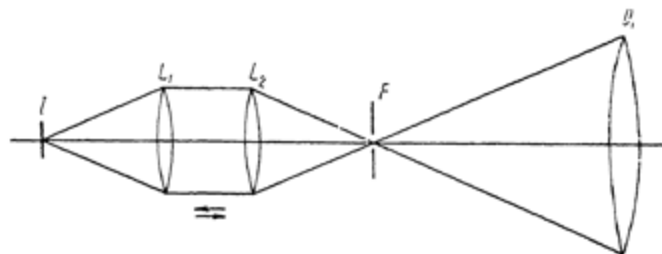


Рис. 66. Симметричная осветительная система из двух линз.

источник света, что крайне неудобно, особенно при работе с монохроматором в широком спектральном диапазоне, когда перефокусировка системы производится многократно.

В этом отношении более удобна система из двух линз, изображенная на рис. 66. В фокусе первой линзы помещается источник света  $I$ , в фокусе второй — щель  $F$ . Фокусировка на различные длины волн осуществляется одновре-

менным перемещением линз в противоположных направлениях; легко видеть, что увеличение системы при этом остается неизменным и равно единице. В сочетании с прибором, в котором объектив коллиматора линзовый, и его также необходимо фокусировать, эта система имеет еще ту выгоду, что перемещение линз осветителя легко связать с перемещением объектива коллиматора и производить одним механизмом. Таким образом, операция, связанная с фокусировкой осветительной системы, может быть исключена \*). Следует упомянуть еще об одном удобстве, связанном с применением рассматриваемой системы. Световой пучок между линзами близок к параллельному и поэтому промежуток между линзами может быть с успехом использован для установки сетчатых ослабителей, фильтров, поляризационных приспособлений, кювет и т. п.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Стрэтт Д. В. (лорд Релей). Волновая теория света, перевод с англ. Гостехиздат, 1940.
2. Шустер А. Введение в теоретическую оптику, перевод с англ. ОНТИ, 1935.
3. v. Cittert P. H. *Zs. f. Phys.* **65**, 547 (1930).
4. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. ГТТИ, 1937.
5. Прокофьев В. К. Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов, т. 1. Гостехиздат, 1951.

---

\*) См. описание монохроматора на стр. 233.

## ГЛАВА 6

### МОНОХРОМАТОРЫ

#### § 28. Основные характеристики монохроматоров

Простейшая оптическая схема монохроматора такова: входная щель, первый объектив, призма, второй объектив, выходная щель. Входная щель ограничивает входящий пучок, первый объектив делает пучок параллельным, призма диспергирует сложный пучок на монохроматические составляющие, второй объектив собирает эти пучки в плоскости выходной щели, образуя спектр, из которого выходная щель вырезает узкий спектральный участок.

Все перечисленные детали объединяются в три основных узла: первый, или входной, коллиматор, диспергирующую систему и второй, или выходной, коллиматор. Первый коллиматор включает входную щель и первый объектив; его назначение — превращать расходящийся пучок в параллельный. Второй коллиматор, состоящий из выходной щели и второго объектива, выполняет обратную задачу: превращает параллельные монохроматические пучки в сходящиеся. В большинстве случаев коллиматоры делаются совершенно одинаковых габаритов, и отличить один от другого можно только по расположению скосов ножей щели. У входной щели скосы обращены внутрь прибора, у выходной — наружу.

Основные характеристики монохроматора следующие: а) степень монохроматизации, или ширина выделяемого спектрального интервала, б) мощность выходящих монохроматических пучков.

Как будет показано в дальнейшем, спектральная ширина выделяемых монохроматором пучков и их мощность находятся в простой взаимной зависимости: чем уже спектральный интервал излучения, тем меньше его мощность. Вследствие



этого при выборе конструкции монохроматора приходится сообразоваться с его назначением.

Так, от прибора, предназначенного для измерительных целей, прежде всего требуется достаточная степень монохроматизации. Но так как при повышении степени монохроматизации понижается мощность выделяемых пучков, то минимальная рабочая ширина спектрального интервала нередко определяется не возможностями монохроматора, а чувствительностью приемного устройства. Современные методы усилительной техники позволяют регистрировать весьма слабые световые потоки, благодаря чему стало возможным строить измерительные спектральные приборы с высоким спектральным разрешением.

Приборы, предназначенные для получения мощных монохроматических пучков, какие, например, требуются для фотохимических или люминесцентных целей, не позволяют выделять узких спектральных полос. Только в сочетании с мощными источниками линейчатого излучения с редко расположенными линиями такие монохроматоры могут удовлетворять обоим требованиям.

В монохроматорах, применяющихся для абсолютных измерений лучистой энергии, особенно существенно постоянство геометрии монохроматических пучков по всему спектру. Поэтому в этих приборах должно быть обращено особое внимание как на совершенство оптики, так и на качество механической системы, обуславливающей перемещение отдельных элементов прибора (вращение призмы, перемещение щели, фокусировка линз и т. п.).

### § 29. Спектральная ширина выделяемых монохроматором пучков

Выше было сказано, что идеальная чистота спектра может быть достигнута только при идеальной безабберационной оптике, бесконечно узкой щели и при отсутствии диффракции. Только при этих условиях непрерывная последовательность монохроматических излучений может быть разложена прибором в непрерывный и нигде не перекрывающийся ряд изображений входной щели. Явление диффракции и недостатки оптических систем вызывают размытие изображения щели, в результате чего даже при бесконечно узкой щели в пло-

скости спектра должно происходить наложение одних монохроматических пучков на другие, т. е. „загрязнение“ спектра. Чтобы полнее выяснить влияние различных факторов на ширину выделяемого прибором спектрального интервала, начнем наше рассмотрение с идеального случая, когда щель бесконечно узка и оптика безаберрационна.

Представим себе, что лучистый поток входит в монохроматор через две бесконечно узкие щели, расположенные одна под другой и, кроме того, смещенные друг относительно друга, как это показано на рис. 67. От этих щелей получатся два идеально чистых спектра, смещенных так, что одной и той же абсциссе соответствует в одном спектре длина волны  $\lambda_1$ , в другом  $\lambda_2$ . Если теперь нижнюю щель поместить на одном уровне с верхней, не меняя расстояния между ними, то спектры наложатся друг на друга; на участок верхнего спектра, соответствующий длине волны  $\lambda_1$ , попадет участок нижнего спектра, соответствующий длине волны  $\lambda_2$ . Такое наложение произойдет во всех точках спектра.

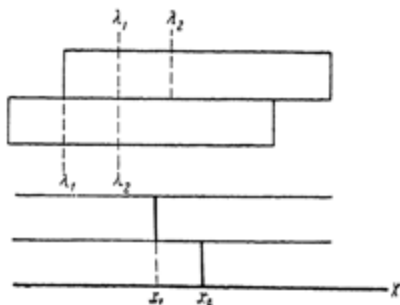


Рис. 67. Спектры от двух смещенных щелей.

Если теперь одну из щелей расширить до конечного размера  $a = x_2 - x_1$ , то ее изображение в плоскости спектра будет иметь ширину  $\frac{f_2}{f_1} a$ . Следовательно, теперь уже через каждую точку спектра будет проходить не один монохроматический пучок, а некоторое множество, заключенное в пределах  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ . Выясним, в какой зависимости эта величина находится от ширины входной щели.

Распределение монохроматических пучков в плоскости спектра характеризуется величиной, обратной линейной дисперсии  $\frac{d\lambda}{dt}$ . При ширине изображения щели, равной  $\frac{f_2}{f_1} a$ , в любую данную точку спектра попадут пучки, соответствующие всем тем точкам идеально чистого спектра,

ЭБ «Научное наследие России»

которые отстоят от данной точки не дальше  $\pm \frac{1}{2} \frac{f_2}{f_1} a$ . Следовательно, ширина спектрального интервала может быть выражена так:

$$\Delta_1 \lambda = \int_{-\frac{1}{2} \frac{f_2}{f_1} a}^{+\frac{1}{2} \frac{f_2}{f_1} a} \frac{d\lambda}{dl} dl. \quad (6.1)$$

На практике промежуток, в пределах которого производится интегрирование, обычно бывает мал и внутри него  $\frac{d\lambda}{dl}$  меняется незначительно, поэтому можно ограничиться средним значением этой величины и переписать формулу так:

$$\Delta_1 \lambda = \left( \overline{\frac{d\lambda}{dl}} \right) \frac{f_2}{f_1} a. \quad (6.2)$$

Подставляя из формулы (5.3) выражение  $\left( \frac{d\lambda}{dl} \right)$ , получаем:

$$\Delta_1 \lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{a}{f_1}. \quad (6.3)$$

Эта величина и характеризует степень наложения соседних монохроматических пучков в сплошном спектре, получающемся в фокальной плоскости второго объектива монохроматора. Как видно,  $\Delta_1 \lambda$  пропорционален угловым размерам входной щели и обратно пропорционален угловой дисперсии призмы.

Перейдем теперь к рассмотрению влияния выходной щели. Допустим сначала, что обе щели бесконечно узки; тогда из прибора должно выходить строго монохроматическое излучение. Если же выходную щель расширить до размера  $a'$ , то спектральная ширина выделяемого прибором пучка будет равна:

$$\Delta_2 \lambda = \int_{-\frac{1}{2} a'}^{+\frac{1}{2} a'} \frac{d\lambda}{dl} dl,$$

или

$$\Delta_2\lambda = \left(\frac{d\lambda}{dn}\right) a'. \quad (6.4)$$

Заменяя  $\frac{d\lambda}{dn}$  его выражением из (5.3), получаем:

$$\Delta_2\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{a'}{f_2}. \quad (6.5)$$

Такова спектральная ширина пучка, выделяемого прибором при бесконечно узкой входной щели. Но если входная щель имеет ширину  $a$ , то выходящий из прибора пучок будет иметь спектральную ширину, равную сумме  $\Delta_1\lambda$  и  $\Delta_2\lambda$ , т. е.

$$\Delta\lambda = \Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda,$$

или

$$\Delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \frac{d\lambda}{dn} \left(\frac{a}{f_1} + \frac{a'}{f_2}\right). \quad (6.6)$$

Таким образом, при идеальной оптике спектральный интервал выделяемых монохроматором пучков пропорционален сумме угловых размеров щелей. В большей части монохроматоры строятся с увеличением, равным единице; для этого случая формула (6.6) принимает более простой вид:

$$\Delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{1}{f} (a + a'). \quad (6.7)$$

В дальнейшем мы будем иметь в виду только этот случай.

Обратимся теперь к реальным условиям и выясним, какие поправки нужно внести, чтобы учесть влияние дифракции, аббераций, искривления изображения и возможной дефокусировки спектра.

**Диффракция.** Влияние дифракции скажется в том, что даже при бесконечно узкой входной щели спектр не будет идеально чистым. В § 22 мы видели, что изображение такой щели в плоскости спектра получается в виде полосы

шириной  $2\rho^*$ ). Наложение таких дифракционных полос друг на друга приведет к ухудшению чистоты спектра, которое может быть охарактеризовано величиной  $\delta\lambda$ , равной

$$\delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{2\rho}{f_1}, \quad (6.8)$$

или, принимая во внимание (5.7),

$$\delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{\sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{\lambda}{d}. \quad (6.9)$$

В табл. 25 сопоставлены относительные значения  $\frac{\delta\lambda}{\Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda + \delta\lambda}$ , при щелях различной ширины, для призмы из стекла ТФ3,  $A = 60^\circ$ , при  $\lambda = 500$  мкм,  $f = 250$  мм и  $D = 50$  мм.

Таблица 25

Ширина щелей в мм	$2\rho$ в мм	$\delta\lambda$ в Å	$\delta\lambda$
			$\Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda + \delta\lambda$
0,1	0,005	0,45	0,024
0,05	0,005	0,45	0,048
0,01	0,005	0,45	0,20
0,005	0,005	0,45	0,33

Из таблицы видно, что дифракционное расширение выделяемого монохроматором спектрального интервала необходимо иметь в виду, особенно при узких щелях, когда оно достигает заметных относительных значений.

Следует заметить, что величина  $\delta\lambda$  не зависит от фокусного расстояния объектива монохроматора, т. е. в двух монохроматорах с призмами одинаковых размеров, но с различными фокусными расстояниями объективов, величина  $\delta\lambda$  будет одна и та же, хотя ее относительные значения, как в этом легко убедиться, будут разными.

\*) Мы принимаем в расчет только центральную полосу, поскольку в ней заключено преобладающее количество энергии.

Искривление изображения щели прямой, как было отмечено в § 26, вызывает ухудшение чистоты спектральных пучков, выходящих из монохроматора. Рассмотрим это несколько подробнее.

Пусть прямоугольник  $ABCD$  (рис. 68) изображает выходную щель. Искривленные призмой монохроматические изображения входной щели \*) образуют совокупность дуг, которые заполняют площадь выходной щели таким образом, что концы этих дуг и средние точки их различно удалены от краев выходной щели  $AD$  и  $BC$ . Если считать, что оси координат параллельны краям выходной щели, а начало координат совпадает с серединой левого края щели, то видно, что абсциссы средней и крайних точек любого монохроматического изображения входной щели будут отличаться на  $h$ , где  $h$  — стрелка, величина которой определяется выражением (5.36). Так, для длины волны  $\lambda_2$  середина изображения будет иметь абсциссу  $x = 0$ , а верхний и нижний края этого изображения — абсциссу  $x = h$ . В точку же  $A$  попадет край изображения с длиной волны  $\lambda_1$ . С другой стороны, абсциссе  $x = a'$ , где  $a'$  — ширина выходной щели, будут соответствовать средняя точка изображения с длиной волны  $\lambda_4$  и края изображения  $\lambda_3$ .

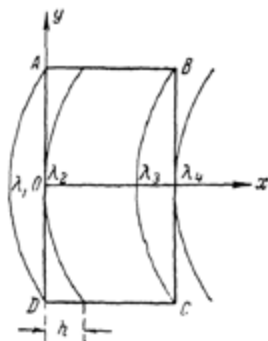


Рис. 68. Искривленные монохроматические изображения входной щели на выходной щели.

Таким образом, даже при бесконечно узких, но прямых щелях выделяемый монохроматором поток не будет строго монохроматическим; он будет иметь обусловленную искривлением изображения спектральную ширину  $\Delta_3\lambda$ , равную

$$\Delta_3\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{h}{f} \quad (6.10)$$

или, после подстановки значения  $h$  из (5.36),

$$\Delta_3\lambda = \frac{n^2-1}{2n} \operatorname{tg}^2\theta \frac{d\lambda}{dn}. \quad (6.11)$$

Из выражения (6.11) видно, что  $\Delta_3\lambda$  не зависит от преломляющего угла призмы.

Следует оговориться, что это справедливо только для угла наименьшего отклонения, когда меридиональное увеличение призмы равно единице.

По виду выражения (6.11) можно полагать, что  $\Delta_3\lambda$  не зависит и от фокусного расстояния объективов монохроматора. В действительности этот параметр содержится в неявной форме в множителе  $\operatorname{tg}^2\theta$  (см. рис. 59).

При конечной ширине входной щели ее изображение будет иметь вид уже не дуги, а искривленной полоски, которую можно рассматривать как совокупность элементарных дуг. В этом случае каждая элементарная дуга не является монохроматическим изображением, а включает в себя интервал  $\Delta_1\lambda$ , определяемый формулой (6.3). Теперь уже введенные нами на рис. 68 обозначения каждой дуги  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  и т. д. будут соответствовать средней длине волны внутри этого интервала  $\Delta_1\lambda$ . Таким образом, через точки, расположенные около вертикального края выходной щели  $AD$ , будут проходить пучки различного спектрального состава, и это различие будет тем больше, чем больше кривизна и чем дальше расположена данная точка от середины щели. Это изменение спектрального состава будет происходить за счет тех монохроматических лучей, которые при отсутствии искривления экранировались бы краем щели и в нее не попали. В результате средние длины волн ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) для точек  $O$  и  $A$ ,  $O$  и  $D$  будут отличаться на  $\Delta_3\lambda$ . В точках  $B$  и  $C$  такое расширение также имеет место, но в эти точки попадают лучи из области спектра, которая лежит внутри выходной щели. Таким образом, искривление изображения щели, вызываемое призмой, увеличивает выделяемый прибором спектральный интервал на  $\Delta_3\lambda$ .

При этом, поскольку расширение спектрального интервала происходит только за счет длинноволновой части спектра, которая лежит слева от края  $AD$ , то легко себе представить, что центр тяжести выходящего пучка сместится в длинноволновую область спектра.

Влияния кривизны изображения входной щели на спектральную чистоту выделяемых монохроматором пучков можно избежать, если форма выходной щели будет соответствовать форме изображения. Поэтому в современных приборах одну из щелей делают искривленной. Правда, эта мера не является абсолютно эффективной для всей области спектра, охватываемой монохроматором, поскольку кривизна изображения зависит еще от длины волны, но применение кривых щелей заметно ослабляет „загрязнение“ спектральных пучков. В этом случае уширение спектрального интервала может быть подсчитано по формуле (6.10), только вместо  $h$  следует подставить абсолютное значение разности ( $h_0 - h_\lambda$ ), где  $h_0$  — стрелка искривленной выходной щели, а  $h_\lambda$  — стрелка искривленного изображения входной щели при данной длине волны.

**Аберрации.** Недостатки проектирующей оптической системы монохроматора также скажутся на спектральной ширине выделяемых прибором пучков. Как мы видели в главе 4, наличие аберраций у системы приводит к тому, что изображение получается размытым или даже искаженным. Совершенно очевидно, что размытие или искажение изображения входной щели приведет к ухудшению чистоты спектра.

В приборах обычно применяют исправленные системы, однако, как бы хорошо система ни была исправлена, всегда имеются некоторые остаточные аберрации. Уже указывалось, что не все аберрации существенны для спектрального прибора, в частности, для монохроматора. Наибольшее значение могут иметь сферическая аберрация, кома, астигматизм и хроматизм положения. Влияние последней аберрации может быть устранено путем фокусировки объективов монохроматора при каждой установке на ту или иную длину волны. В старых моделях монохроматоров это делается для каждого объектива отдельно, что крайне неудобно и отнимает много времени. Поэтому в новых моделях с линзовой системой механизм для фокусировки объективов связывают с механизмом поворота диспергирующей системы и, таким образом, при каждой установке на длину волны автоматически фокусируются и объективы.

Из перечисленных аберраций в приборах с линзовой системой наибольшее значение имеет сферическая аберрация, так как выходящие из прибора пучки, находясь в минимуме отклонения, проходят вблизи оптической оси.



В табл. 26 приведены диаметры кружков рассеяния, характеризующие остаточную сферическую aberrацию у двух кварцевых объективов: № 1 — асферического с параболической поверхностью и № 2 — двухкомпонентного из сферических линз. Из таблицы видно, что для краев спектра качество двухкомпонентного объектива несколько выше. В то же время сравнение диаметров aberrационных  $d$  и дифракционных  $2\rho$  кружков показывает, что для некоторых длин волн aberrационные кружки не превосходят дифракционных.

Таблица 26

$\lambda$ в мкм	Объектив № 1 $D = 50$ мм		Объектив № 2 $D = 50$ мм		$2\rho$ в мм
	$f$ в мм	$d$ в мм*)	$f$ в мм	$d$ в мм*)	
700	318,7	0,020	315,	0,008	0,0096
656,3	318,0	0,020	314,4	0,008	0,0091
589,3	316,6	0,018	313,0	0,008	0,0089
486,1	313,5	0,015	309,8	0,008	0,0073
434,1	311,0	0,012	307,4	0,008	0,0065
404,7	309,2	0,010	305,6	0,008	0,0060
358,7	305,5	0,006	301,9	0,008	0,0053
313,2	299,9	0,003	296,4	0,008	0,0045
291,4	296,4	0,000	292,9	0,008	0,0041
274,9	293,1	0,003	289,6	0,008	0,0038
257,3	288,8	0,006	285,3	0,006	0,0036
250,0	286,3	0,008	282,9	0,004	0,0034
231,3	280,3	0,015	276,9	0,004	0,0031
219,5	275,3	0,020	271,9	0,004	0,0029
214,4	272,9	0,025	269,5	0,006	0,0028
200,1	265,2	0,030	261,9	0,008	0,0025

Приведенные значения сферической aberrации относятся к одному объективу, но так как в монохроматоре объективов два, то aberrационное расширение изображения щели в плоскости спектра будет в два раза больше табличных значений.

Увеличение спектрального интервала за счет сферической aberrации может быть подсчитано по формуле:

$$\Delta_4 \lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{b}{f}, \quad (6.12)$$

где  $b$  — диаметр результирующего aberrационного кружка.

В приборах с зеркальной проектирующей системой ширина спектрального интервала может увеличиваться еще за счет aberrаций наклонных пучков — *комы* и *астигматизма*. В § 16 было указано, что соответствующим расположением зеркал кома может быть исключена. Следует, однако, иметь в виду, что в ряде случаев, например в автоколлимационных системах, зигзагообразное расположение зеркал невозможно и, следовательно, в этих системах всегда будет иметь место расширение спектрального интервала за счет комы.

Подсчитаем для примера влияние комы в автоколлимационном монохроматоре, у которого диаметр зеркала  $D = 50$  мм, фокусное расстояние  $f = 500$  мм и угол между главным лучом пучка и оптической осью зеркала  $5^\circ$ . Воспользовавшись формулой (4.24), находим радиус, а затем и длину пятна комы, которая в три раза больше радиуса. Для одного зеркала она равна 0,081, для двух 0,162 мм. Что касается сферической aberrации, то она в этом случае равна 0,008 мм, или для двух зеркал 0,016 мм, т. е. в десять раз меньше.

Приведенный пример наглядно показывает, какое значение имеет кома в автоколлимационных приборах с зеркальной проектирующей системой.

Наличие астигматизма не должно сказаться на ширине спектрального интервала, поскольку каждая точка входной щели изображается сагиттальными пучками в виде отрезка прямой, совпадающей с направлением выходной щели. В действительности это имеет место только в том случае, когда изображение щели подобно ей самой. Но так как в призмённых спектральных приборах изображение всегда искривлено, то, как будет показано ниже, наличие астигматизма приводит к расширению спектрального интервала.

Представим себе, что в плоскости выходной щели получено искривленное монохроматическое изображение входной щели (рис. 69). Каждая точка дуги  $ACB$  при наличии

астигматизма изобразится в виде элементарного отрезка, но так как точки изображения расположены по некоторой кривой, то эти отрезки не будут накладываться друг на друга, как в случае прямолинейного изображения, а расположатся рядом друг с другом и будут в свою очередь искривлены. В результате образуется фигура, изображенная на рис. 69,

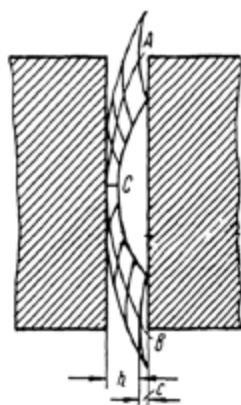


Рис. 69. Изображение входной щели, искаженное вследствие искривления призмой и астигматизма проектирующей системы.

C — стрелка астигматического искривления.

из которой видно, что астигматизм в сочетании с искривлением изображения призмой приводит не только к новому распределению освещенности внутри изображения, но и к расширению спектрального интервала, выделяемого монохроматором. Последнее следует из того, что каждое монохроматическое изображение бесконечно узкой входной щели будет представлено не в виде дуги, а в виде фигуры некоторой конечной площади, так же, как при наличии других aberrаций.

Итак, если все перечисленные aberrации имеют место, то ширина спектрального интервала, выделяемого монохроматором, запишется как сумма членов:

$$\Delta\lambda = \Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda + \delta\lambda + \Delta_3\lambda + \Delta_4\lambda + \Delta_5\lambda + \Delta_6\lambda, \quad (6.13)$$

где каждый из членов, начиная с третьего, связан с каким-либо недостатком изображения.

Придерживаясь принятых ранее обозначений, напишем эту сумму в явном виде:

$$\Delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{1}{f} (a + a' + 2\rho + h + b + 3\rho_{||} + c). \quad (6.14)$$

В этом выражении следует различать две части. Одна из них содержит первые два члена и представляет собою спектральный интервал при отсутствии каких бы то ни было искажений изображения, т. е. при идеальной оптике. Эта часть

может изменяться в зависимости от ширины щелей. Вторая, включающая все остальные члены, определяет дополнительное спектральное расширение пучка за счет недостатков изображения. Независимо от ширины щелей, величина второй части остается постоянной\*) и выражает собою ту предельно малую спектральную ширину, которую может иметь пучок при самых узких щелях. Следовательно, в реальном монохроматоре, даже при бесконечно узких щелях, выделяемый спектральный интервал не является бесконечно малым, а имеет конечную ширину, именно:

$$\Delta\lambda_{\text{пл}} \text{ ед} \Big|_{\text{пл}} \text{ и } a=a' \rightarrow 0 = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{1}{f} (2\rho + h + b + 3r_{\text{пл}} + c). \quad (6.15)$$

Чем меньше это предельное значение, тем выше качество прибора, тем больше его монохроматизационная способность.

Совершенно ясно, что некоторые из членов, стоящих в скобках выражения (6.14), в отдельных случаях могут быть настолько малы, что их можно не учитывать. Так, например, в монохроматорах с линзовой проектирующей системой члены, связанные с aberrациями комы и астигматизма, будут ничтожно малы, поэтому при оценке  $\Delta\lambda_{\text{пред}}$  ими можно пренебречь.

В табл. 27 приведены значения отдельных членов выражения (6.14), вычисленные для монохроматора с кварцевыми объективами. Величины  $b$  и  $2\rho$  взяты из табл. 26 для объектива № 2, значения  $h$  вычислены по формуле (5.36) для щели высотой 10 мм.

В последней колонке таблицы приведены значения  $\Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda$ , вычисленные по формуле (6.7) в предположении  $a=a'=0,1$  мм. Сопоставляя эти значения со значениями  $\Delta\lambda_{\text{пред}}$  предыдущей колонки, легко убедиться, что они одного и того же порядка; следовательно, при определении ширины спектрального интервала, особенно в тех случаях, когда щели узки, необходимо учитывать все факторы, от которых она зависит, а не только ширину щелей.

\*) Имеется в виду постоянство в пределах небольшого участка спектра.

Таблица 27

$\lambda$ в мкм	$\Delta\lambda$ в мкм			$\Delta\lambda_{\text{пред}}$	$\Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda$ при $a=a'=0,1$ мм
	диф- фракция	сфериче- ская абер- рация	кривизна изображе- ния		
200	0,001	0,28	0,15	0,434	0,342
250	0,012	0,28	0,24	0,532	0,684
300	0,027	0,10	0,42	0,547	1,27
350	0,05	0,16	0,68	0,89	2,17
400	0,10	0,28	0,98	1,36	3,28
500	0,26	0,56	1,89	2,71	6,55
600	0,56	0,88	2,87	4,31	11,0
700	0,72	1,20	4,2	6,12	15,1

**Дефокусировка.** Рассматривая влияние дифракции и aberrаций на ширину спектрального интервала, мы исходили из того, что фокусировка пучков на выходной щели идеальная, т. е. что плоскость щели точно совпадает с фокальной плоскостью второго объектива. На практике всегда имеет место некоторое отступление. Поэтому представляет интерес выяснить влияние дефокусировки на ширину спектрального интервала.

Пусть плоскость щели смещена относительно фокальной плоскости  $F'F'$  на отрезок  $\Delta f'$  (рис. 70). Тогда, как это видно из рис. 70, через щель ширины  $a'$  пройдут не только те монохроматические пучки, которые заключены в спектре между крайними точками щели 2—2, но и соседние в пределах  $\Delta a'$  с одной и другой стороны. Иначе говоря, сдвинув щель из фокальной плоскости на  $\Delta f'$ , мы как бы расширяем ее на  $2\Delta a'$ . Величину  $2\Delta a'$  легко найти из соотношения:

$$\frac{\Delta a'}{\Delta f'} = \frac{D}{2f'}$$

или

$$2\Delta a' = \Delta f' \frac{D}{f'}. \quad (6.16)$$

Пусть, например, щель сдвинута на 0,1 мм. Если при этом  $D = 50$  мм,  $f' = 250$  мм, то  $2\Delta a' = 0,02$  мм. Приведен-

ный пример показывает, что дефокусировка может приводить к заметному расширению спектрального интервала. Поэтому на тщательность фокусировки необходимо обращать серьезное внимание, особенно в приборах с большим относительным отверстием второго объектива. В последнем случае это важно

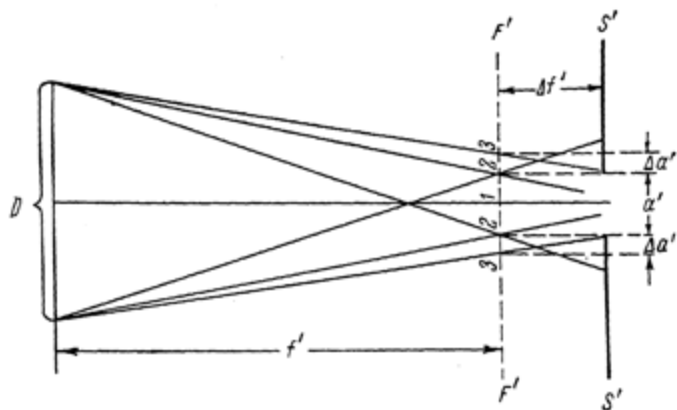


Рис. 70. Влияние дефокусировки изображения на ширину спектрального интервала.

еще и потому, что рабочая ширина выходной щели бывает относительно невелика, вследствие чего даже очень небольшой сдвиг с фокуса приведет к ощутительному расширению спектрального интервала.

### § 30. Пропускание монохроматора и мощность выделяемых им пучков

Коэффициент пропускания является весьма важной характеристикой монохроматора, так как при данной мощности источника света величина выходящего из прибора монохроматического потока, имеющего определенную спектральную ширину  $\Delta\lambda$ , будет зависеть от оптических свойств конструктивных элементов прибора. Ослабление лучистого потока в монохроматоре обуславливается отражением и рассеянием на поверхностях оптической системы, поглощением внутри отдельных элементов (линз и призм) и виньетированием.

Величина коэффициента пропускания может быть найдена расчетным путем, если известны необходимые для расчета

данные. В общем виде величина коэффициента пропускания монохроматора с линзовой проектирующей системой для длины волны  $\lambda$  имеет выражение:

$$T_{\lambda} = T_0^n T_p^m \quad (6.17)$$

и для монохроматора с зеркальной проектирующей системой:

$$T_{\lambda} = R_0^n T_p^m, \quad (6.18)$$

где  $T_0$  — коэффициент пропускания одного объектива,  $n$  — число объективов,  $T_p$  — коэффициент пропускания призмы,  $m$  — число призм,  $R_0$  — коэффициент отражения зеркала. В свою очередь, коэффициенты пропускания объективов и призмы могут быть представлены в виде произведения

$$T = T_a F, \quad (6.19)$$

в котором  $T_a$  — множитель, зависящий только от ослабления света внутри материала, а  $F$  — множитель, зависящий от отражения на поверхностях. В главе 3 было указано, каким образом можно подсчитать величины  $T_a$  и  $F$  для призмы. Что касается объективов, то выражения  $T_a$  и  $F$  для них значительно сложнее, поскольку углы падения лучей на поверхность объектива и толщины различны для различных его зон. В первом грубом приближении величина  $F$  может быть подсчитана в предположении нормального падения лучей, а величина  $T_a$  — для некоторой средней толщины объектива [1].

Полученную расчетным путем величину  $T_{\lambda}$  следует рассматривать как ориентировочную, позволяющую оценить потери в монохроматоре при его проектировании. Действительное же значение коэффициента пропускания определяется только из опыта. Для этой цели в исследуемый прибор пропускается монохроматический пучок, полученный с помощью другого монохроматора. Энергия этого пучка измеряется в двух местах: за входной и за выходной щелями. Отношение измеренных потоков и дает величину коэффициента пропускания. Этот простой по идее эксперимент может не дать правильного значения  $T_{\lambda}$ , если не учитывать изменений, происходящих в пучке при его прохождении внутри прибора.

Допустим, что коэффициент пропускания измеряется для отдельных спектральных линий, при этом щели одинаковы и увеличение прибора равно единице. В этом случае при оди-

наковых щелях будет получено заниженное значение коэффициента пропускания, так как из-за недостатков системы линия будет размыта, и часть энергии не выйдет из прибора. Естественно, что для получения правильного значения  $T_\lambda$  необходимо выходную щель расширить настолько, чтобы через нее спектральная линия прошла целиком. Минимальные размеры выходной щели при этом должны быть:

$$a' = a + \sigma; \quad h' = h + \Delta h, \quad (6.20)$$

где  $\sigma$  — суммарное расширение, происходящее от различных aberrаций и дифракций, а  $\Delta h$  — удлинение изображения линии.

Если же в исследуемый монохроматор пропускается пучок света, выделенный другим монохроматором *из сплошного спектра*, то в этом случае протяженность пучка вдоль спектра может увеличиться вследствие вторичной дисперсии пучка в исследуемом приборе. Пусть монохроматоры одинаковы и расположены так, как это показано ниже на рис. 94. Легко убедиться, что в этом случае на выходной щели исследуемого прибора линейная дисперсия, а следовательно, и протяженность пучка вдоль спектра получаются в два раза большими чем на входной. Поэтому, чтобы выпустить весь поток, прошедший монохроматор, следует выходную щель взять не меньше, чем

$$a' = 2(a + \sigma),$$

имея в виду, что складываются не только дисперсии, но и aberrации.

Однако возможно другое расположение монохроматоров (рис. 95), когда вторичное разложение не имеет места, а происходит лишь обращение спектра. В этом случае расширение пучка будет происходить только за счет aberrаций.

При определении коэффициента пропускания необходимо учитывать еще состояние *поляризации* измеряемого пучка. Рассматривая потери света в призме (глава 3), мы показали, что степень ослабления светового пучка зависит от направления световых колебаний относительно преломляющего ребра призмы: колебания, параллельные преломляющему ребру, ослабляются сильнее, чем колебания перпендикулярные. Поэтому *выходящий из монохроматора пучок будет всегда отчасти поляризован*. Это обстоятельство часто



не учитывается экспериментаторами, а между тем в некоторых случаях оно может оказать заметное влияние на результат.

Имея это в виду, определение коэффициента пропускания следует производить для поляризованного света. Для этого между монохроматорами устанавливается поляризатор, и измерение производится при

двух его положениях, соответствующих двум взаимно перпендикулярным направлениям колебаний. Коэффициент пропускания для естественного света получается, как полусумма измеренных значений:

$$T_{\lambda} = \frac{T_{\lambda}^{\parallel} + T_{\lambda}^{\perp}}{2} \quad (6.21)$$

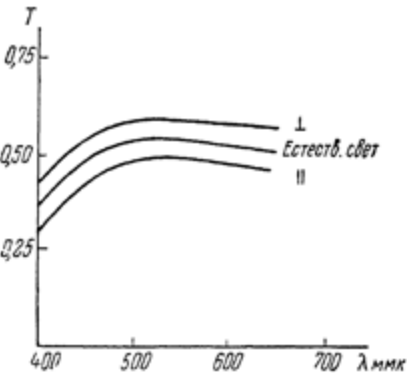


Рис. 71. Коэффициент пропускания монохроматора.

На рис. 71 приведены результаты измерений коэффициента пропускания монохроматора ИСП-17А с

зеркальной оптикой (рис. 80). По этим данным можно видеть, что потери достигают 47—65%. По отдельным элементам, входящим в прибор, эти потери распределяются следующим образом:

- отражение на гранях призмы . . . . . 18—25%
- поглощение в призме . . . . . 1—15%
- потери при отражении от зеркал . . . . . 28—25%

Как видно, существенную долю составляют потери, связанные с призмой (до 40%). Значительны также потери, обусловленные проектирующей системой, хотя в монохроматорах с линзовыми объективами они несколько меньше указанных выше (.8—20%). Главной причиной потерь является отражение на поверхностях элементов оптической системы, поэтому уменьшение этих потерь может быть достигнуто только путем применения просветленной оптики. В настоящее время в монохроматорах еще сравнительно редко применяется просветленная оптика, а между тем совершенно очевидно, что эта мера повысила бы коэффициент пропускания весьма значительно. Более того, уменьшение количества отраженного

внутри прибора света заметно снизило бы количество рассеянного света, так как главным источником последнего является многократное отражение на границах элементов системы [2].

Перейдем теперь к рассмотрению мощности монохроматических пучков. В § 25 мы уже касались этого вопроса и выяснили, что освещенность, создаваемая в плоскости выходной щели прошедшим через прибор лучистым потоком, определяется рядом факторов и в том числе спектральным составом падающего излучения.

В общем виде выходящий из прибора поток может быть представлен как произведение освещенности на площадь выходной щели, т. е.

$$\Phi' = Eq' = Ea'h'. \quad (6.22)$$

Применим эту формулу к двум видам спектра — линейчатому и сплошному.

**Линейчатый спектр.** При измерениях энергии спектральных пучков обычно приходится пользоваться сравнительно широкими щелями, поэтому лучистые потоки, связанные с одиночными линиями, практически можно принимать за монохроматические. Если отвлечься от влияния диффракции и аберраций, то выражение лучистого потока одиночной линии получим в виде:

$$\Phi'_\lambda = E_\lambda a'h' = B_\lambda \frac{S_2}{f_2^2} T_\lambda a'h'. \quad (6.23)$$

Предполагается, что размеры выходной щели не превосходят размеров изображения линии.

В реальном приборе при тех же щелях поток будет меньше, так как под влиянием диффракции и аберраций увеличатся размеры изображения и соответственно уменьшится освещенность (§ 25). В этом случае выражение для потока будет иметь вид:

$$\Phi'_\lambda = B_\lambda T_\lambda \frac{S_2}{f_2^2} \cdot \frac{1}{1+\gamma} a'h'. \quad (6.24)$$

Легко видеть, что при одинаковых щелях часть потока будет диффрагмироваться выходной щелью, и, чтобы сохранить величину потока такой же, как и в идеальном случае, необходимо размеры выходной щели довести до размеров изображения линии.

**Сплошной спектр.** Так же, как и в предыдущем случае, найдем вначале выражение лучистого потока без учета влияния дифракции и aberrаций. Для этого подставим в формулу (6.22) значение освещенности из (5.29) и получим:

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = \overline{B_\lambda T_\lambda} \frac{S_2}{f_2^2} \cdot \frac{d\lambda}{d\alpha} \cdot \frac{a}{f_1} a' h'. \quad (6.25)$$

Рассмотрим это выражение с точки зрения основных требований, которые предъявляются к монохроматорам в отношении спектральной ширины выделяемых пучков и их мощности. Из формулы (6.25) видно, что поток пропорционален произведению ширины щелей. Увеличивая щели, можно получить большие потоки, однако при этом увеличится и спектральная ширина выделяемых пучков. Но так как ширина спектрального интервала пропорциональна сумме угловых размеров щелей

$$\Delta\lambda = K \left( \frac{a}{f_1} + \frac{a'}{f_2} \right),$$

а величина потока пропорциональна произведению этих величин

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = L \frac{a}{f_1} \cdot \frac{a'}{f_2},$$

то, задаваясь определенным  $\Delta\lambda$ , т. е. полагая  $\frac{a}{f_1} + \frac{a'}{f_2} = \text{const}$ , можно найти соотношение между  $a$  и  $a'$ , при котором выходящий из прибора поток будет максимальным. Эта задача должна решаться как задача на максимум мощности при постоянной ширине выделенного спектрального интервала.

Введем обозначения

$$\frac{a}{f_1} = \varphi \quad \text{и} \quad \frac{a'}{f_2} = \psi.$$

По условию

$$\varphi + \psi = C.$$

Тогда

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = L\varphi(C - \varphi).$$

Дифференцируя правую и левую части по  $\varphi$  и приравнявая производную нулю, находим:

$$\frac{d\Phi'_{\Delta\lambda}}{d\varphi} = L(C - \varphi) - L\varphi = 0,$$

откуда

$$\varphi = \frac{C}{2}, \quad \text{т. е.} \quad \varphi = \psi,$$

или

$$\frac{a}{f_1} = \frac{a'}{f_2}. \quad (6.26)$$

Равенство (6.26) и есть условие, при котором выходящий из монохроматора поток имеет максимальную величину. Таким образом, *наиболее выгодные условия* для выделения узкого участка из сплошного спектра создаются тогда, когда *выходная щель монохроматора имеет ту же ширину, что и изображение входной щели.*

Подставив в формулу (6.22) выражение освещенности из (5.30), получим величину потока с учетом влияния дифракции и аберраций:

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = \overline{B_\lambda T_\lambda} \frac{S_2}{f_2^2} \cdot \frac{d\lambda}{d\alpha} \cdot \frac{a}{f_1} \cdot \frac{1+\delta}{1+\gamma} a' h'. \quad (6.27)$$

Сравнивая формулы (6.25) и (6.27), можно прийти к заключению, что величина потока при наличии аберраций и дифракции не будет отличаться от идеальной, если  $\delta = \gamma$  \*). Но так как спектральная ширина выделенного пучка в последнем выражении получается несколько большей, то мощность, приходящаяся на единицу спектрального интервала, при одинаковых щелях окажется уменьшенной.

Представим поток как функцию спектрального интервала, полагая, что условие (6.26) соблюдено. Тогда выражение (6.25) примет вид:

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = \overline{B_\lambda T_\lambda} \frac{S_2}{f_2^2} h' f_1 \left( \frac{\Delta\lambda}{2} \right)^2 \frac{d\alpha}{d\lambda}. \quad (6.28)$$

Отсюда следует, во-первых, что *величина потока пропорциональна квадрату спектрального интервала*, т. е. при увеличении  $\Delta\lambda$  в  $n$  раз связанный с ним поток увеличится в  $n^2$  раз; во-вторых, при  $\Delta\lambda = \text{const}$  *величина потока пропорциональна угловой дисперсии призмы.* Эта, на первый

\*) См. сноску на стр. 145.

взгляд парадоксальная, зависимость вытекает из условия:

$$\Delta\lambda = \frac{a}{\frac{da}{d\lambda} f} = \text{const}, \quad (6.29)$$

по которому изменение дисперсии  $\frac{da}{d\lambda}$  должно сопровождаться таким же изменением ширины щели.

Сравним для примера потоки, полученные с призмами из кварца и стекла ТФ3. Вблизи 400 мкм дисперсия стекла ТФ3 в четыре раза больше, чем у кварца. Следовательно, для получения пучка того же спектрального интервала необходимо со стеклянной призмой взять щель в четыре раза большей ширины, чем с кварцевой. Легко убедиться, что при этом поток возрастет также в четыре раза \*).

Напротив, при  $\Phi'_{\Delta\lambda} = \text{const}$  применение призмы с большей дисперсией позволяет уменьшить  $\Delta\lambda$ . В приведенном примере спектральная ширина пучка, полученного со стеклянной призмой, должна быть в два раза меньше, чем с кварцевой.

Таким образом, применение призм с большой дисперсией не только увеличивает монохроматизационную способность прибора, но и улучшает его энергетическую характеристику, так как создается возможность пользоваться широкими щелями и, благодаря этому, пропускать в прибор большее количество света от источника.

Мы рассмотрели две основные характеристики пучка — *спектральную ширину* и *мощность*. Обратимся теперь к третьей не менее важной характеристике — *распределению мощности* внутри спектрального интервала по длинам волн.

Когда входная щель бесконечно узка, то в плоскости выходной щели должен получаться спектр идеальной чистоты, в котором каждой точке оси, расположенной вдоль спектра, соответствует излучение определенной длины волны  $\lambda$ . Наложенная на такой спектр выходная щель вырезала бы из него соответственно ее ширине участок  $\lambda' - \lambda''$ . При расширении входной щели до некоторых конечных размеров каждый монохроматический пучок будет занимать полосу конечной ширины, вследствие чего произойдет наложение одних пучков

\*) В действительности увеличение потока будет немного меньше, так как при прохождении света через стеклянную призму потери несколько больше, чем при прохождении через кварцевую.

на другие, и та же выходная щель будет пропускать участок большей спектральной ширины, чем в первом случае ( $\lambda_1 - \lambda_2$ ).

На рис. 72 горизонтальными линиями показаны монохроматические изображения входной щели ( $\lambda_1, \lambda', \lambda_0$  и т. д.), а двумя вертикальными — края выходной щели. Из рисунка

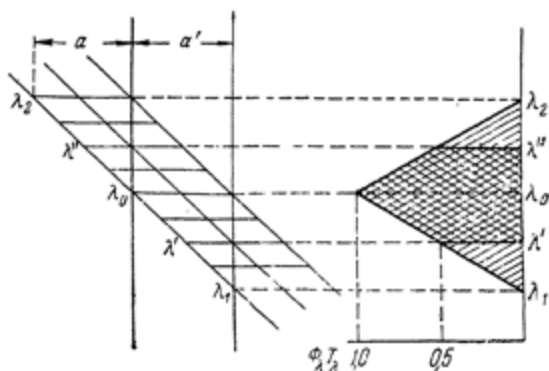


Рис. 72. Распределение энергии на входной щели монохроматора при одинаковых щелях.

видно, что выходная щель пропускает излучения от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ . При этом только один пучок, положение которого совпадает с серединой выходной щели, проходит целиком. На рисунке длина волны, соответствующая этому пучку, обозначена через  $\lambda_0$ .

Все другие пучки, расположенные слева и справа от  $\lambda_0$ , в той или иной мере диафрагмируются краями щели и проходят частично. Относительные количества энергии этих пучков будут определяться расстоянием их от середины щели. Если пучок с длиной волны  $\lambda$  смещен относительно  $\lambda_0$  на отрезок  $b$ , то его относительная энергия, прошедшая через выходную щель будет равна

$$\frac{a-b}{a}.$$

Примем энергию излучения с длиной волны  $\lambda_0$  за единицу, тогда энергии других излучений будут иметь значения, лежащие между нулем и единицей. Так, излучения с длинами

волн  $\lambda'$  и  $\lambda''$  пройдут через щель с энергией, равной 0,5, а излучения, ограничивающие выделяемый спектральный интервал ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) — с энергией, равной нулю.

На том же рисунке сбоку изображено распределение энергии выделенного монохроматором пучка по длинам волн: кривая распределения имеет вид треугольника. Наибольшая часть энергии (75%) падает на те длины волн, линейное расстояние между которыми равно ширине выходной щели. Поэтому целесообразно характеризовать пучки не полной спектральной шириной, а *полушириной*, понимая под этим спектральное расстояние между двумя пучками, для которых относительная величина энергии равна 0,5. На рис. 72 этим пучкам соответствуют длины волн  $\lambda'$  и  $\lambda''$ .

Исходя из графика распределения энергии в пучке, величину общего потока можно записать так:

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = \frac{1}{2} \Delta\lambda \Phi'_{\lambda_0}. \quad (6.30)$$

С другой стороны, мы имели для потока выражение (6.25), которое для рассматриваемого случая ( $f_1 = f_2$ ;  $a = a'$ ) может быть представлено в более простом виде:

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = \overline{B_\lambda T_\lambda} \frac{S_2}{f_2^2} ah \frac{\Delta\lambda}{2}. \quad (6.31)$$

Сравнивая формулы (6.30) и (6.31), получаем:

$$\Phi'_{\lambda_0} = \overline{B_\lambda T_\lambda} \frac{S_2}{f_2^2} ah.$$

Последнее выражение находится в полном согласии с ранее написанным для монохроматического излучения (5.18).

Иная картина распределения энергии получится в щелях различной ширины. Пусть, например,  $a > a'$ . Тогда, во-первых, все излучения будут в какой-то мере диафрагмироваться выходной щелью; во-вторых, фигура распределения энергии по длинам волн будет иметь форму трапеции\*), а не треугольника, как в предыдущем случае. Это легко понять из

\*) Трапециoidalную форму кривая распределения энергии будет иметь только в случае равноэнергетического спектра.

рис. 73, на котором так же, как и раньше, горизонтальными линиями показаны монохроматические изображения входной щели, а двумя вертикальными — края выходной щели. Пучки, соответствующие длинам волн, заключенным между  $\lambda'$  и  $\lambda''$ , пройдут через выходную щель с одинаковыми энергиями, остальные — с меньшими.

Точно такая же картина распределения получится и в том случае, когда  $a < a'$ . Чем больше разница между шириной

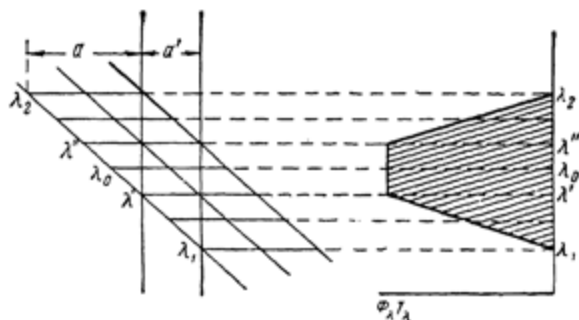


Рис. 73. Распределение энергии на выходной щели при щелях различной ширины.

щелей, тем более равномерно распределяется энергия внутри спектрального интервала, и в пределе, когда одна из щелей бесконечно узка, все излучения должны были бы проходить с одинаковой энергией. Однако этот предельный случай не имеет практического значения, так как энергия пучка при бесконечно узкой щели равна нулю.

Теперь рассмотрим влияние остаточных aberrаций на распределение энергии в пучке. Как мы видели выше, наличие aberrаций приводит к расширению изображения входной щели; следовательно, при одинаковых щелях будет иметь место такая же картина распределения, как если бы щели были не одинаковы: максимум несколько понизится и расширится.

### § 31. Типы монохроматоров

Монохроматоры можно различать по нескольким признакам: по области спектра, в которой они применяются, по проектирующей системе, по конструкции диспергирующей системы.



Область применения наиболее распространенных монохроматоров охватывает диапазон длин волн от 0,2 до 15  $\mu\text{м}$ . Отличие монохроматоров, применяемых в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях, по существу, сводится к различию материалов, из которых изготавливаются диспергирующие призмы. При этом выбор материала определяется двумя условиями: прозрачностью и дисперсией. Известны монохроматоры, у которых имеется несколько призм из разных материалов: кварца, флюорита, стекла, каменной соли. Заменяя одну призму другой, можно подбирать наилучшие в смысле дисперсии и прозрачности условия работы монохроматора. Таким образом, спектральная область не является принципиальным признаком классификации монохроматоров. То же самое можно сказать и о проектирующей системе, так как принципиально возможно применение преломляющих (линзовых) и отражающих (зеркальных) систем в пределах указанного диапазона. Предпочтение, которое отдается в отдельных случаях той или иной системе, обуславливается не принципиальными, а только конструктивными соображениями.

Существенным признаком различия монохроматоров является конструкция диспергирующей системы. Можно различать приборы: а) автоколлимационные с 30-градусной призмой, б) автоколлимационные с 60-градусной призмой и

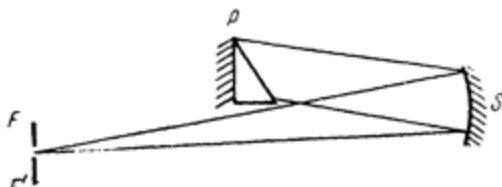


Рис. 74. Схема автоколлимационного монохроматора с 30-градусной призмой.

вращающимся зеркалом, в) с призмой постоянного отклонения, г) с диспергирующей системой Вадсворта и д) многопризменные.

*Автоколлимационная система с 30-градусной призмой* отличается простотой (рис. 74), так как в ней полупризма заменяет целую призму и один объектив (линза или зеркало) выполняет роль двух объективов. Входная и выходная щели располагаются рядом или одна под другой и могут управ-

ляться одним механизмом, что очень удобно при работе с монохроматором.

Световой пучок, проходя через щель  $F$ , падает на объектив  $S$  и от него на переднюю грань призмы  $P$ . При преломлении сложного пучка на этой грани происходит его разложение на монохроматические составляющие, которые под разными углами падают на вторую грань призмы. Эта грань покрыта металлическим слоем и является плоским зеркалом. Отраженные от нее монохроматические пучки выходят из призмы под такими углами, как если бы они прошли 60-градусную призму.

По выходе из призмы монохроматические пучки собираются тем же объективом  $S$  в плоскости выходной щели. В том случае, когда выходная щель находится над или под входной щелью, призма должна быть несколько наклонена по отношению к вертикали, чтобы от ее задней грани пучки попали на выходную щель.

Переход от одной длины волны к другой осуществляется поворотом призмы, при этом для выходящего из прибора пучка условие минимума отклонения выполняется автоматически, если щели расположены в одной плоскости с оптической осью [8].

Выгоды, которые представляет автоколлимационная система, сводятся к следующему: 1) экономия материала для изготовления оптики, что особенно важно при применении дорогостоящих кристаллических материалов (кварц, флюорит и т. п.), 2) уменьшение габаритов приборов почти вдвое. Существенным недостатком этой системы является относительно большое количество рассеянного света, который неизбежен, так как пучок разложенный идет в том же пространстве, что и пучок падающий.

Подобного рода монохроматор применен в фотоэлектрическом спектрофотометре (СФ-4) и рассчитан на область от 200 мкм до 2 мк. Призма в этом приборе кварцевая, 30-градусная. Сферическое зеркало, выполняющее роль объектива, имеет ширину 50 мм и высоту 90 мм, фокусное расстояние 500 мм.

Входная и выходная щели искривленные (радиус кривизны 700 мм) и расположены одна под другой. Благодаря такому расположению, раскрытие щелей осуществляется одновременно с помощью одного простого механизма.

Шкала длин волн от 200 мкм до 2 мкм нанесена на плоской спирали, имеющей общую длину 100 см. Она укреплена на диске, который вращается на коническом точном подшипнике. На нижней стороне диска нарезана спиральная канавка в четыре оборота, в которую входит стальная шпилька, укрепленная на конце рычага, жестко связанного со столиком (рис. 75). При повороте диска за рукоятку шпилька

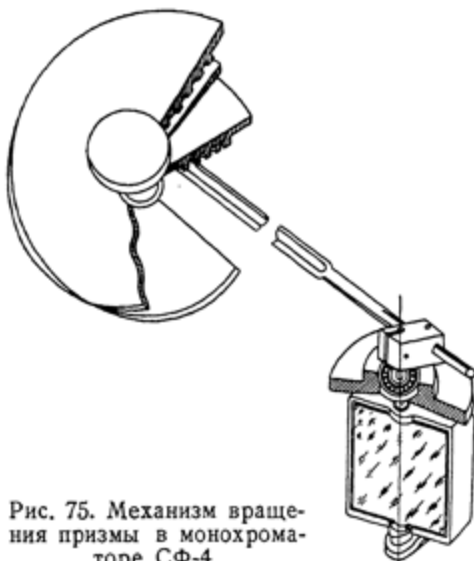


Рис. 75. Механизм вращения призмы в монохроматоре СФ-4.

скользит внутри спиральной канавки и поворачивает рычаг, а вместе с ним и столик призмы на нужный угол. Одновременно с поворотом призмы по шкале перемещается подвижной указатель (не показанный на рис. 75), с помощью которого отсчитываются длины волн.

Линейная дисперсия монохроматора приведена в табл. 28.

На рис. 76 изображена оптическая схема автоколлимационного монохроматора с 60-градусной призмой и вращающимся зеркалом. Свет из щели  $F$  падает на параболическое со смещенной осью зеркало  $S_1$  и, отразившись от него, проходит через призму  $P$ . Разложенный призмой пучок встречает на своем пути плоское зеркало  $S_2$ , отражается от него и, пройдя призму  $P$  в обратном направлении, фокуси-

Таблица 28

$\lambda$ в м.м.к	Дисперсия в м.м.к/м.м	$\lambda$ в м.м.к	Дисперсия в м.м.к/м.м	$\lambda$ в м.м.к	Дисперсия в м.м.к/м.м
200	0,91	600	34,25	1350	99,3
250	2,09	700	47,23	1400	98,4
300	3,72	800	63,89	1500	96,3
350	6,56	1000	91,57	1750	88,3
400	10,32	1200	99,0	2000	78,7
500	20,39				

руется зеркалом  $S_1$  на выходную щель  $F'$ . Переход от одного участка спектра к другому осуществляется поворотом плоского зеркала  $S_2$  вокруг вертикальной оси. Так как призма

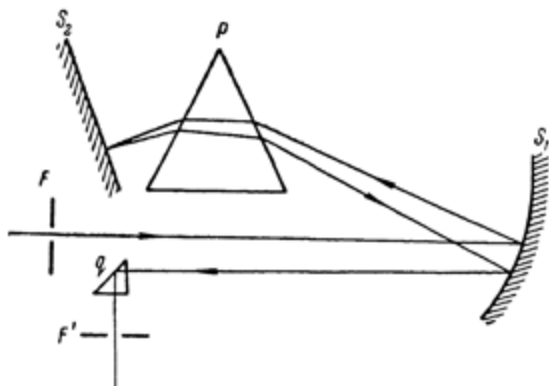


Рис. 76. Схема автоколлимационного монохроматора с 60-градусной призмой и вращающимся зеркалом.

при этом неподвижна, то условие минимума отклонения выполняется только для какой-то одной длины волны. Если же призму также вращать, но со скоростью, в два раза меньшей, чем зеркало, то любой падающий на выходную щель пучок будет в минимуме отклонения.

Существенным для этого типа монохроматоров является большая дисперсия, поскольку световой пучок испытывает

двукратное разложение, проходя 60-градусную призму дважды [4].

Приборы с призмой постоянного угла отклонения (рис. 77) строятся, главным образом, для видимой и сравнительно редко для ультрафиолетовой области спектра по той причине, что для призмы постоянного угла отклонения требуется примерно вдвое большее количество материала. Проектирующая система обычно применяется здесь линзовая, иногда ахроматизированная. Монохроматоры этого типа имеют широкое распространение благодаря удобству юстировки и простоте обращения с ними.

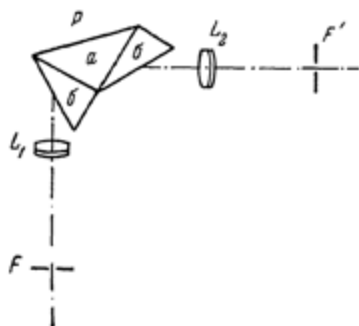


Рис. 77. Схема монохроматора УМ-2 с призмой постоянного угла отклонения.

На рис. 78 изображен внешний вид установки с монохроматором УМ-2, рассчитанным для работы в области спектра от 380 до 1000 м.мк.

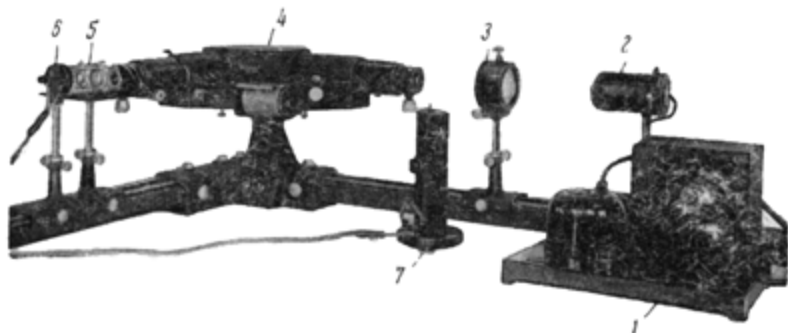


Рис. 78. Общий вид установки с монохроматором УМ-2.

1—блок питания, 2—источник света, 3—конденсорная линза, 4—монохроматор, 5—юветы, 6—фотоэлемент, 7—гальванометр.

Объективы монохроматора двухлинзовые, ахроматизированные с просветленными наружными поверхностями. Конструктивные элементы проектирующей системы приведены в табл. 29.

Диспергирующая система представляет собою призму постоянного угла отклонения, сделанную из трех склеенных кусков (рис. 77). Для уменьшения потерь света на поглощение в призме средняя ее часть (а) сделана из стекла К8. Прибор снабжен двумя сменными призмами: в одной из них боковые диспергирующие накладки (б) сделаны из стекла ТФ1, в другой — из стекла ТФ3. Каждая из призм укреплена на отдельном столике, с помощью которого она может легко и быстро устанавливаться на вращающийся столик монохроматора. Применение сменных призм позволяет изменять дисперсию прибора приблизительно в 1,5 раза [5].

Таблица 29

$D$ в мм	$f$ в мм	$D/f$
45	280	1:6,2

Таблица 30

$\lambda$ в мкм	Дисперсия в мкм/мм	
	Призма из ТФ1	Призма из ТФ3
786,5	51,0	33,5
546,1	17,0	11,5
486,1	11,0	8,0
435,8	7,1	4,7
404,6	5,0	3,3

Линейная дисперсия прибора приведена в табл. 30.

Коллиматорные трубы и столик с призмой укреплены на литой массивной станине, которая в нижней части имеет гнезда для вкладывания четырехгранных рельсов. Последние прикрепляются к станине болтами и с помощью стопорных винтов могут фиксироваться относительно оптических осей прибора в определенных положениях.

Щели монохроматора прямые, с симметричным раскрытием. Цена деления барабана щели 0,01 мм, высота щели 15 мм и максимальное раскрытие 4 мм. Для изменения высоты щели имеется шторка с клиновым вырезом. Кроме того, имеется затвор, с помощью которого можно совершенно перекрыть щель и прекратить доступ света в прибор.

Монохроматор снабжается различными приспособлениями и принадлежностями: лампой накаливания, ртутной лампой СВДШ 250 и неоновой лампой, тремя конденсаторами, столиком для помещения образцов, рейтерами и держателями ламп, насадкой с призмой сравнения, двумя окулярами с пятикратным и десятикратным увеличением, блоком питания источников

ЭБ "Научное наследие России"

света, селеновым фотоэлементом, зеркальным гальванометром и набором плоскопараллельных кювет.

Прибор может работать и как спектроскоп. Для этого труба с выходной щелью вынимается и заменяется трубкой с окуляром.

*Монохроматоры с диспергирующей системой Вадсворта* находят широкое применение в различных областях спектра. С этой системой можно сочетать как зеркальную, так и линзовую оптику, однако чаще всего применяется первая, поскольку она позволяет работать в значительно более широком диапазоне длин волн.

Оптическая схема одного из существующих монохроматоров этого типа представлена на рис. 79. Поступающий

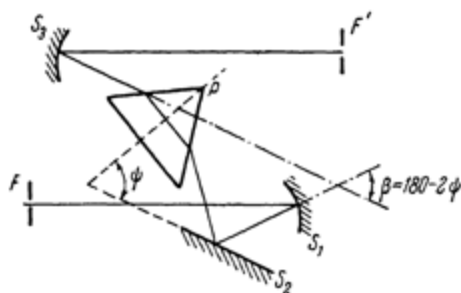


Рис. 79. Схема монохроматора с системой Вадсворта и зеркальной проектирующей системой.

в прибор свет падает на сферическое зеркало  $S_1$ , затем параллельным пучком — на плоское зеркало  $S_2$  и, отразившись от него, проходит через призму  $P$ . Сферическое зеркало  $S_3$  фокусирует пучки монохроматических лучей в плоскости выходной щели  $F'$ . Поворотом призмы  $P$  и жестко с нею связанного зеркала  $S_2$  спектр можно перемещать относительно щели  $F'$ , при этом для выходящего из прибора пучка соблюдается условие минимума отклонения.

На рис. 80 изображен внешний вид такого монохроматора (ИСП-17А). В этом приборе проектирующая система зеркальная, благодаря чему прибор при сменных призмах может применяться в широком диапазоне длин волн [6]. Световой диаметр сферических зеркал 50 мм, фокусное расстояние 250 мм и относительное отверстие 1 : 5.

Оптические детали монохроматора размещены на литой станине и закрыты кожухом. Главные оси коллиматоров параллельны друг другу, что представляет удобство в смысле юстировки и расположения щелей.

Для исключения комы зеркала расположены по зигзагообразной схеме, но так как угол между главной оптической осью зеркала и падающим на него лучом составляет  $13^\circ$ , система обладает значительным астигматизмом: в плоскости выходной щели фокальная линия имеет длину около 5 мм. Таким образом, при рабочей высоте щели в 10 мм фактическая светосила прибора будет составлять от номинальной приблизительно 65—70 %.

Зеркальные проектирующие системы в монохроматорах с малой величиной астигматизма возможны только при относительно больших фокусных расстояниях, так как только в этом случае угол между падающим лучом и осью зеркала может быть достаточно малым (несколько градусов).

Известна, однако, оптическая схема (рис. 81), в которой введением дополнительных плоских зеркал удается уменьшить этот угол до нуля [7]. В этом случае входная щель  $F$  расположена на главной оптической оси сферического зеркала  $S_1$ , и отраженный от него параллельный пучок падает вначале на плоское зеркало  $S_2$ , помещенное около входной щели, а затем уже на призму  $P$ . После прохождения системы Вадсворта пучок падает на плоское зеркало  $S_4$ , от него на сферическое зеркало  $S_6$  и собирается на выходную щель  $F'$ , которая так же, как и входная, располагается на главной оптической оси зеркала  $S_6$  и с тыльной стороны зеркала  $S_4$ . В зеркалах  $S_2$  и  $S_4$  имеются небольшие отверстия для



Рис. 80. Внешний вид монохроматора ИСП-17А.



прохождения входящего и выходящего пучков. Нетрудно видеть, что при этом способе исключения астигматизма вследствие потерь на плоских зеркалах уменьшается коэффициент пропускания монохроматора.

*Многопризменные монохроматоры* применяются для получения очень узких спектральных пучков. На рис. 82 приведена оптическая схема трехпризменного монохроматора (ИФТ-7).

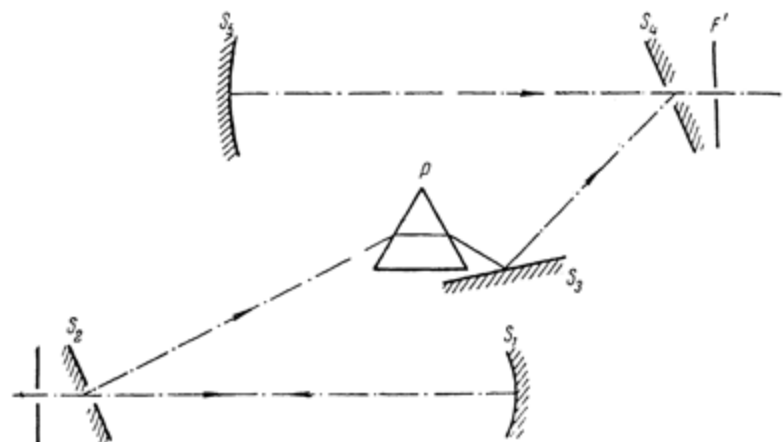


Рис. 81. Схема зеркального монохроматора с минимальным астигматизмом.

Объективы монохроматора двухлинзовые, склеенные. Диаметр объективов 63 мм, фокусное расстояние 550 мм, относительное отверстие 1 : 9.

Диспергирующая система состоит из трех призм: двух 60-градусных из стекла ТФ3 и одной призмы постоянного отклонения, склеенной из стекла ТФ3 и К8. Каждая призма закреплена на отдельном столике и вращается вокруг собственной оси. Автоматическая установка диспергирующей системы на минимум отклонения для каждого монохроматического луча достигается согласованным поворотом каждой из трех призм соответственно вокруг точек  $O_1$ ,  $O_2$ ,  $O_3$ , при этом углы поворота призм  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и  $\omega_3$  находятся в таком соотношении:

$$\omega_1 = \omega_3; \quad \omega_2 = 3\omega_1 = 3\omega_3.$$

Призмы и механизм для их вращения помещаются на чугунной плите, которая закреплена на станине, покоящейся на двух, расположенных перпендикулярно друг к другу рельсах (рис. 83). Трубы с объективами и щелями укреплены каждая на двух рейтерах, опирающихся на рельсы.

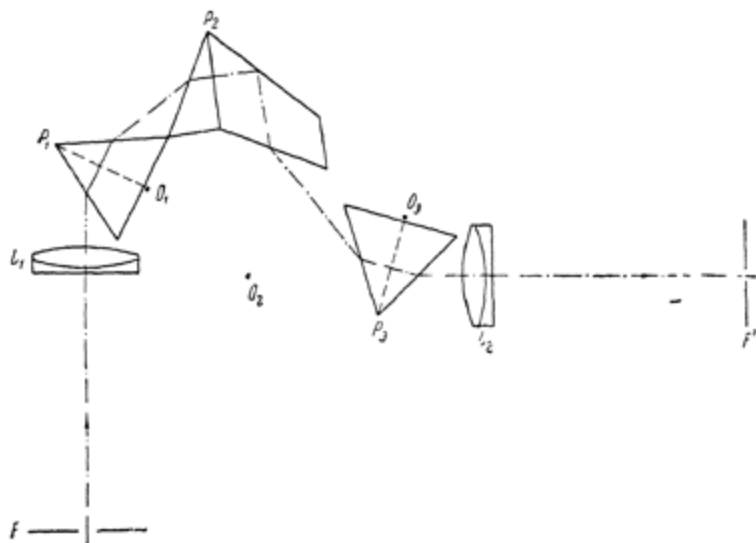


Рис. 82. Схема трехпризменного монохроматора.

Объективы снабжены шкалой для фокусировки и приспособлением для перемещения в направлении, перпендикулярном оси трубы. С помощью этих приспособлений производится юстировка прибора.

Линейная дисперсия монохроматора приведена в табл. 31, из которой видно, что она значительно превышает дисперсию ранее рассмотренных однопризменных приборов.

Стекло ТФЗ в синей части спектра заметно поглощает, и при той толще стекла, которая имеется в трех призмах, происходит значительное ослабление интенсивности пучков. Поэтому описанный прибор рассчитан на красную и близкую инфракрасную области спектра, в которых обычные однопризменные монохроматоры имеют недостаточную монохроматизационную способность.

Таблица 31

$\lambda$ в мкм	Дисперсия в мкм/мм	$\lambda$ в мкм	Дисперсия в мкм/мм
1200	17	700	3,9
1000	13	600	2,4
800	6,4	500	1,4

В заключение обзора наиболее типичных монохроматоров опишем еще один вариант, в котором многократное разложение света достигается с помощью всего одной призмы [2].

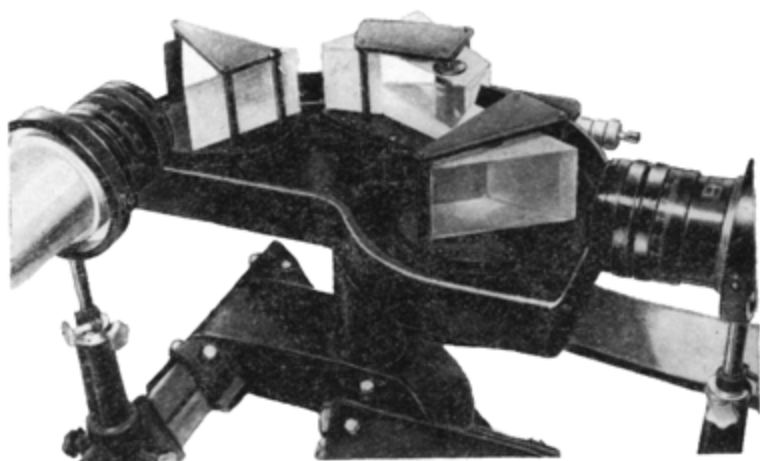


Рис. 83. Внешний вид монохроматора с тремя призмами.

Оптическая схема прибора такая же, как у автоколлимационного монохроматора с 60-градусной призмой и вращающимся зеркалом (рис. 84). После двукратного прохождения через призму  $P$  пучок дает в плоскости щели спектр, часть которого попадает на двугранное зеркало  $S_3$ . Зеркало поставлено так, что отразившиеся от него лучи идут в обратном направлении по прежнему пути, испытывают еще раз двукратное разложение и через выходную щель  $F'$  выходят

из прибора вместе с теми лучами, которые попадают на щель после двукратного разложения. Следовательно, на приемник энергии попадут лучи двух различных участков спектра и притом подвергшиеся двукратному и четырехкратному разложению.

Чтобы отделить одни лучи от других, используется следующий прием. На пути лучей, отразившихся от зеркала  $S_2$ , ставится модулятор  $M$ , вращающийся с постоянной угловой скоростью и прерывающий пучок определенное число раз

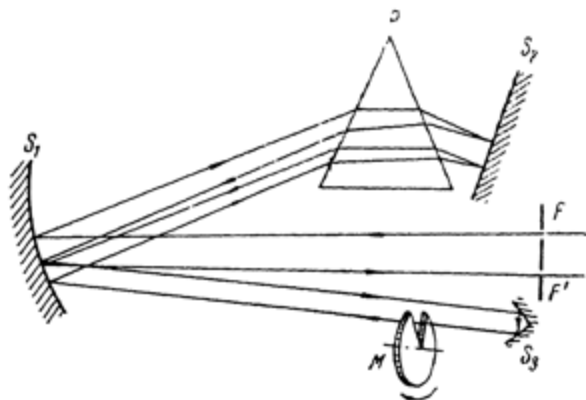


Рис. 84. Схема монохроматора с многократным разложением.

в секунду. Усилитель приемной части устроен так, что усиливает только переменную составляющую приходящего сигнала. Иначе говоря, приемно-усилительное устройство регистрирует энергию только модулированного пучка и совершенно не реагирует на действие пучка, не подвергшегося модуляции. Замечательно, что описанное устройство не регистрирует также и рассеянного света, поскольку он входит в постоянную составляющую выходящего из прибора пучка.

Монохроматизационная способность прибора настолько высока, что удастся разрешить полосы вращательных спектров молекул шириной до  $0,5 \text{ см}^{-1}$ .

Этот пример показывает, что сочетание оптических приемов спектрального разложения света с электронно-усилительной техникой позволяет достичь в монохроматизации света совершенно поразительных результатов.

В описанном устройстве принципиально возможно не только четырехкратное, но и шестикратное, и восьмикратное и т. д. разложение пучка. Однако следует иметь в виду, что при этом возрастают и потери света. Так, при восьмикратном прохождении пучка через оптическую систему его энергия на выходе будет составлять только доли процента той энергии, которую пучок имел при входе в прибор.

## § 32. Основные механические узлы монохроматоров

Точность работы монохроматоров и их монохроматизационная способность определяются не только свойствами оптической системы, но и качеством механических деталей и узлов, входящих в состав этих приборов.

Рассмотрим наиболее употребительные варианты основных механических узлов монохроматора, как то: щели, призмный столик, механизм для его поворота и приспособление для фокусировки объективов.

**Щели.** Весьма ответственными частями монохроматора являются щели. Они ограничивают входящий и выходящий пучки и, как было показано выше, вместе с другими факторами определяют энергию выходящего пучка и его спектральную ширину.

К щелям можно предъявить следующие требования:

- 1) ширина щели по всей ее высоте должна быть одинакова, т. е. края ножей щели должны быть строго параллельны на всем их протяжении;
- 2) края ножей не должны иметь зазубрин и должны лежать в одной плоскости;
- 3) ширина и высота щели должны быть переменными;
- 4) механизм, управляющий раскрытием щели, должен обеспечивать плавное и симметричное движение ножей и быть достаточно точным; если минимальная ширина щели составляет несколько сотых долей миллиметра, то раскрытие щели должно воспроизводиться с точностью до 0,001—0,002 мм.

Остановимся на каждом из этих требований отдельно.

Требование параллельности краев щели вытекает из того, что щель определяет чистоту спектра, поскольку сам по себе спектр представляет прерывный или непрерывный ряд изображений щели. Допустим, что щель имеет клиновидную форму; тогда спектр по высоте будет иметь различную

чистоту и худшую в той части, которая образована пучками, прошедшими через широкую часть щели.

Края ножей делаются острыми и скошенными (рис. 85) в сторону распространения лучей, т. е. входная щель обращена скосами внутрь прибора, выходная — наружу\*). При несоблюдении этого условия к пучкам, прошедшим через щель, добавятся еще пучки, отразившиеся от скошенных краев щели, что повлечет за собой увеличение спектральной ширины выходящего пучка.



Рис. 85. Разрез щели.

Вследствие того, что спектральное изображение входной щели получается искривленным, края ножей выходной щели делаются искривленными, при этом кривизна выбирается для какой-то средней длины волны рабочего диапазона прибора. Иногда эта кривизна распределяется на обе щели, как, например, в монохроматоре спектрофотометра СФ-4.

На рис. 86 изображено устройство щели монохроматора. Основанием щели служит массивный металлический диск 1, на котором монтируются все остальные детали. В центре диска имеется круглое отверстие диаметром, немного превышающим максимальную высоту щели. Симметрично относительно этого отверстия расположены две стальные пластинки 2, служащие направляющими для ножей щели 3. Ножи обычно изготавливаются из нержавеющей стали или нейзильбера. К ножам винтами 14 прикреплены стальные пластинки 5. В середине диска по его диаметру расположена рамка 6, несущая по скошенным краям стальные пластинки 7. Вверху в рамку упирается винт 8, внизу — стержень 10. Пружины 13, закрепленные на одном конце, свободными концами дают на винты 14 и удерживают ножи в определенном положении, которое задается движущейся рамкой 6. При вращении барабана 9 винт 8 вращается и толкает рамку 6 вниз; при этом внешние края пластинок 7 скользят по краям пластинок 5 и отжимают ножи щели в сторону, противоположную усилию пружин 13. Рамка 6, двигаясь вниз, давит на стержень 10, нижний конец которого своим

\*) В старых моделях монохроматоров можно встретить неправильную установку выходной щели — скосами внутрь прибора.

фланцем давит на спиральную пружину 11. Пружина верхним концом опирается на фланец стержня, нижним — на дно цилиндрической втулки 12, прикрепленной к корпусу щели. При движении рамки 6 вниз ножи щели раздвигаются в соответствии с перемещением рамки, которое задается микрометрическим винтом 8. При вращении винта против часовой

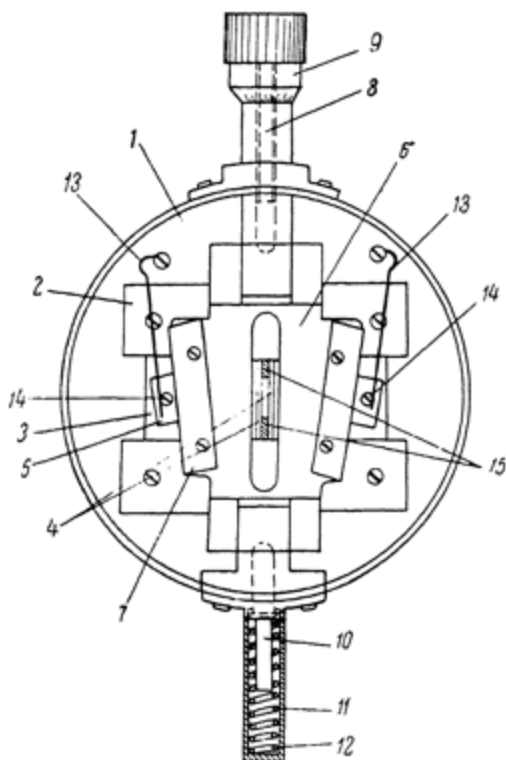


Рис. 86. Устройство щели.

стрелки рамка 6 движется вверх под действием пружины 11; при этом усилия пружин 13 сдвигают ножи, и при нулевом положении винта щель совсем закрывается. Таким образом, при закрытии щели соприкосновение лезвий ножей 4 происходит под действием сравнительно слабых пружин 13, благодаря чему сохраняются форма и острота лезвий, весьма

чувствительных к различного рода повреждениям. Отсчет ширины щели производится по барабану винта.

В рассмотренной конструкции щели движение винта передается ножам с помощью клиновидной рамки б, а так как угол клина может быть достаточно малым, то перемещение ножей, а следовательно, и раскрытие щели может быть сделано с желаемой степенью точности. Само собой разумеется, что все скользящие друг относительно друга плоскости должны быть выполнены с большой тщательностью.

Регулировка щели по высоте в описываемой конструкции производится с помощью второй пары ножей, движущихся перпендикулярно основным ножам. На рис. 86 эти ножи 15 показаны заштрихованными. Перемещение их осуществляется вращением круглой шайбы, имеющей с одной стороны спиральную канавку. В эту канавку входят штифты, скрепленные с ножами. При вращении шайбы штифты скользят по одной из стенок канавки и отжимают ножи в ту или другую сторону.

Во многих случаях ограничение высоты щели производится с помощью специальных фигурных диафрагм, подобных изображенным на рис. 87. Такие диафрагмы устанавливаются перед щелью, для чего на корпусе щели имеются направляющие. Диафрагма вдвигается между этими направляющими до нужного положения и удерживается в нем силами трения.

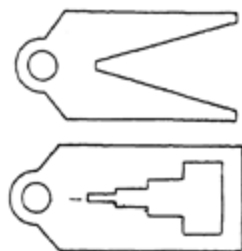


Рис. 87. Диафрагмы для ограничения высоты щели.

При работе с монохроматорами в различных участках спектра приходится пользоваться щелями различной ширины. В большинстве существующих конструкций ширина каждой щели устанавливается независимо. Это является большим неудобством, так как отнимает много времени, особенно при производстве многочисленных измерений. Поэтому в некоторых новейших конструкциях регулировка обеих щелей производится одним механизмом \*).

\*). См., например, описание автоколлимационного монохроматора в спектрофотометре СФ-4.



Ширина щелей монохроматора задается яркостью источника и чувствительностью приемника и измерительного устройства. При этом спектральная ширина выделяемых монохроматором пучков в разных участках спектра различна, так что при обработке результатов измерений возникает необходимость пересчета на определенный спектральный интервал. Чтобы избежать этой операции, механизм раскрытия щели можно устроить так, что в некоторой, достаточно широкой области спектра спектральная ширина выделяемых пучков будет одинакова. Для этого необходимо раскрывать щель по определенному закону. Легко сообразить, что изменение ширины щелей должно происходить по такому же закону, по которому изменяется линейная дисперсия прибора.

На рис. 88 изображена кинематическая схема такого меха-



Рис. 88. Схема механизма раскрытия щели для выделения спектрального интервала постоянной ширины.

низма. Кулачок 1 при вращении перемещает деталь 3 посредством толкателя 2. Деталь 3 сбоку имеет наклонную линейку 4, которая одним концом прикреплена к детали 3, а другим опирается на кулачок 6. На линейку 4 опирается деталь 5, управляющая раскрытием щели.

Ширина спектрального интервала задается углом наклона линейки 4. Изменяя этот угол с помощью кулачка 6, можно в некоторых пределах изменять ширину щели, а следовательно, и ширину спектрального интервала. При установке кулачка 6 в определенное положение толкатель 2 должен соприкасаться с кулачком 1 в одной из крайних точек его

периметра. Эта точка соответствует длинноволновой или коротковолновой границе спектра. После того как кулачок 6 установлен и закреплен, изменение ширины щели производится вращением кулачка 1. А так как форма его боковой поверхности, по которой скользит толкатель 2, соответствует кривой изменения линейной дисперсии в зависимости от длины волны, то при изменении ширины щели заданная ширина спектрального интервала будет оставаться постоянной.

Вторая щель на рис. 88 не показана, но она может иметь точно такой же механизм раскрытия. Механизмы эти могут быть независимыми или связанными и не только между собой, а также с механизмом, вращающим диспергирующую систему. В последнем случае нужное раскрытие щелей происходит автоматически при установке монохроматора на определенную длину волны.

**Призмный столик и механизм для его вращения.** Почти во всех рассмотренных типах монохроматоров переход от одной области спектра к другой осуществляется вращением диспергирующей системы в пределах небольшого угла ( $4-10^\circ$ ).

Примерная схема механизма для вращения диспергирующей системы изображена на рис. 89.

Диспергирующая система (призма или призма с зеркалом) помещается на столик, который представляет собою платформу 1, посаженную на ось 2. Ось опирается на конический подшипник 3. Внизу ось скреплена с рычагом 4, который своим плоским концом 5 прижимается пружиной 8 к зубу 6. При вращении винта 9, закрепленного в подшипниках 10, гайка 7 перемещается вдоль винта, зубом 6 толкает конец рычага и тем самым поворачивает призмный столик. Точность этого механизма определяется, с одной стороны, точностью изготовления винта и гайки, с другой — длиной рычага, так как величина линейного перемещения конца 5 будет тем больше, чем длиннее рычаг.

Винт вращается при помощи накатанной головки 11. Одновременно с винтом вращается посаженный на него диск 12, на котором имеется спиральная канавка. Диск закрыт кожухом 13 с прямоугольным окном 14. Вдоль вертикальных краев окна укреплены направляющие для подвижного указателя 15. Снизу указатель имеет шпильку, которая входит в спиральную канавку. При вращении

диска 12 шпилька скользит по спиральной канавке и перемещает указатель вверх или вниз по направляющим. На спирали наносится шкала, деления которой выражены либо в единицах длин волн, либо в градусах. Таким образом, поворот призматического столика на тот или иной угол легко может быть отсчитан с помощью указателя по спиральной шкале [9].

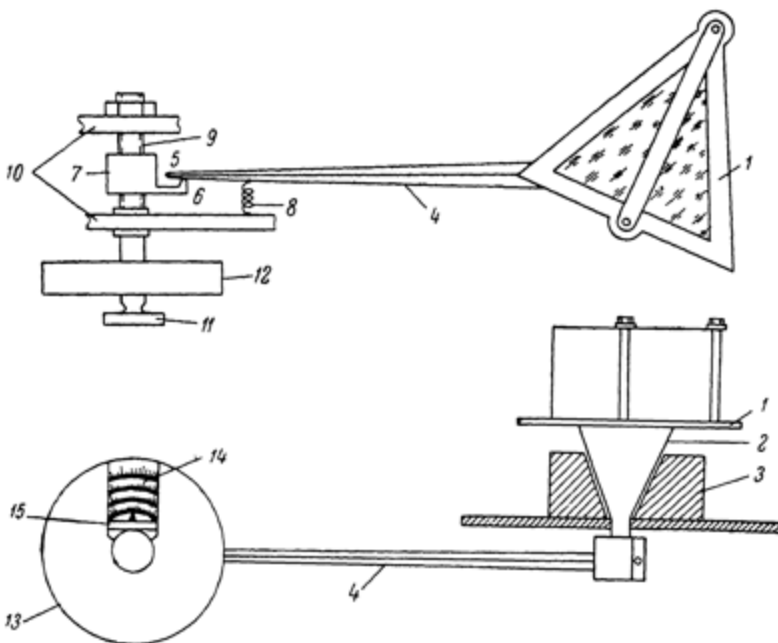


Рис. 89. Механизм для вращения диспергирующей системы.

С данным механизмом можно сочетать также шкалу в виде цилиндрической спирали (см. ниже рис. 106). Изготовление последней проще, поэтому в приборах она встречается чаще.

Шаг спирали может быть сделан переменным и подобран так, что шкала длин волн по всему спектру будет равномерная.

На рис. 90 изображен более простой механизм вращения призматического столика, в принципе мало отличающийся от первого. В этом механизме рычаг толкается винтом 2,

гайка же 3 остается неподвижной. С другой стороны в конец рычага упирается стержень 4, связанный с пружиной 5, так что в любом положении конец рычага зажат между винтом и стержнем. В одну сторону рычаг толкается винтом, в другую — пружиной. Перемещение винта отсчитывается по микрометрической шкале с точностью до 0,01 мм (барабан 1).

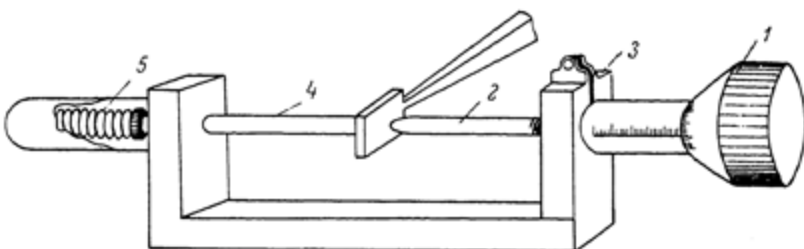


Рис. 90. Механизм для вращения призмного столика.

Механизм для вращения диспергирующей системы является важным узлом монохроматора, так как им определяется точность установки по шкале длин волн. Поэтому на качество изготовления этого узла должно быть обращено особое внимание. Самым главным источником ошибок может быть мертвый ход. Для иллюстрации влияния мертвого хода на точность установки приведем пример. Пусть в монохроматоре с 60-градусной призмой из стекла ТФЗ имеется мертвый ход поворотного механизма около 0,1 мм. Подсчитаем, какой ошибке по шкале длин волн соответствует эта величина мертвого хода при длине рычага 200 мм. Малое перемещение винта (или гайки)  $\Delta h$  связано с углом поворота рычага соотношением

$$\Delta h = \Delta \alpha l,$$

где  $l$  — длина рычага,  $\Delta \alpha$  — угол поворота.

А так как

$$2\Delta \alpha = \frac{d\alpha}{d\lambda} \Delta \lambda$$

и

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda},$$

то

$$\Delta\lambda = \frac{\frac{\Delta h}{l} \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{\sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{d\lambda}{dn}. \quad (6.32)$$

Подставляя в найденное выражение значения  $\Delta h$ ,  $l$ ,  $n$  и  $\frac{d\lambda}{dn}$ , находим, что  $\Delta\lambda = 0,90$  м.кк вблизи  $\lambda = 400$  м.кк и  $\Delta\lambda = 6,6$  м.кк вблизи  $\lambda = 700$  м.кк. Из этого примера видно, что даже при достаточно длинном рычаге, в 200 мм, мертвый ход в 0,1 мм дает в красной части спектра недопустимо большую погрешность по шкале длин волн.

Влияние этой погрешности на результаты измерений будет особенно велико в тех случаях, когда с помощью монохроматора измеряется какая-то величина, сильно изменяющаяся по спектру. Допустим, что измеряется полоса поглощения с очень крутыми склонами. Погрешность в определении оптической плотности выразится следующим образом:

$$\Delta D = \frac{dD}{d\lambda} \Delta\lambda.$$

Так, если  $\frac{dD}{d\lambda} = 0,1$  м.кк<sup>-1</sup>, то неточность установки на длину волны в 6,6 м.кк даст погрешность в определении оптической плотности, равную  $\Delta D = 0,66$ .

Приведенный пример достаточно наглядно показывает, какое влияние на точность измерений может иметь мертвый ход в механизме, вращающем призмный столик.

**Механизм для фокусировки объективов.** В монохроматорах с линзовыми объективами, вследствие наличия хроматизма положения, возникает необходимость фокусировки объективов в каждом участке спектра. В старых моделях монохроматоров эта операция выполняется простым способом. Оправы объективов имеют внешнюю резьбу, с помощью которой они навинчиваются на концы коллиматорных труб. Вращая оправы в ту или другую сторону, можно приближать объективы к щелям или удалять от них. Отсчет перемещения объективов вдоль оптической оси производится по круговой шкале, нанесенной на оправе. В паспорте монохроматора обычно приводится таблица, руководствуясь которой можно производить фокусировку объективов.

Эта сравнительно простая операция становится утомительной при многочисленных измерениях. Естественно поэтому стремление освободиться от нее. В более совершенных моделях операция фокусировки соединена с операцией установки на длину волны и производится одновременно. Для этого механизм, перемещающий объективы, кинематически связывается с механизмом для вращения призменного столика. Подобного рода механизм будет описан в следующей главе.

### § 33. Юстировка и градуировка монохроматоров

**Юстировка источника света.** Обычно источник света вместе с осветительной системой располагается на специальном рельсе, который тем или иным способом должен быть жестко скреплен со станиной монохроматора. Крепление источника к рельсу осуществляется с помощью специального рейтера, который может передвигаться вдоль рельса и закрепляться в том или ином положении одним или двумя винтами. Направление оси пучка, падающего на щель монохроматора, задается направлением рельса, и задача юстировки состоит в том, чтобы совместить эту ось с осью коллиматора. Для этого можно рекомендовать следующий способ. Прежде всего установить источник по высоте. Для этого рейтер с источником света придвигается близко к входной щели, и источник закрепляется в рейтере на такой высоте, чтобы его середина совпадала с серединой щели. Для облегчения этой операции щель по высоте ограничивается диафрагмой в виде ласточкина хвоста. Затем источник отодвигается в свое рабочее положение, щель открывается достаточно широко, и ограничивающая ее диафрагма удаляется. Чтобы проверить, находится ли источник света на продолжении оптической оси коллиматора, проектируют свет на щель без осветительной системы и наблюдают положение светового пятна относительно центра первого объектива. Крышка, закрывающая призму и объективы, снимается. Чтобы обеспечить наблюдение светового пятна, помещают между призмой и объективом полоску белой бумаги. Если центр пятна сдвинут относительно центра объектива вправо или влево, необходимо соответственно переместить источник в направлении, перпендикулярном направлению оси. Когда пятно выведено на середину объектива, начинают перемещать источник вдоль рельса

Если при этом пятно систематически смещается с центра объектива в одну сторону, то это означает, что ось рельса не параллельна оси первого коллиматора. Устранить этот недостаток возможно только в том случае, когда конструкция крепления рельса к станине прибора допускает некоторый поворот рельса. Но так как в рабочем положении источник света находится на строго определенном расстоянии от щели, то с этим недостатком можно примириться и, добившись правильного положения светового пятна, установить между источником и щелью осветительную систему. Правильность установки осветительной системы может быть легко контролируема положением изображения источника на щели: центр изображения должен совпадать с серединой щели. Закрывая затем щель, следует убедиться, что объектив первого коллиматора заполняется светом и при достаточно узких щелях.

**Проверка механизма раскрытия щели.** Чтобы установить, соответствует ли шкала механизма раскрытия щели фактической ее ширине, применяется микроскоп с небольшим увеличением. Микроскоп устанавливается против освещенной щели и фокусируется так, чтобы в окуляр были отчетливо видны края ножей щели. Затем щель раскрывается до какой-то ширины, отсчитываемой по шкале механизма, а с помощью микроскопа эта ширина измеряется. Сопоставляя номинальную ширину с измеренной, можно установить соответствие или несоответствие показаний шкалы фактической ширине щели.

Микроскоп применяется либо с окуляр-микрометром, либо измерительный. В первом случае в поле зрения видны одновременно края щели и окулярная шкала, по которой можно сразу отсчитать ширину щели. Во втором — окулярная нить сначала совмещается с одним краем щели, производится отсчет положения микроскопа, затем микроскоп перемещается до совмещения нити с другим краем щели и производится отсчет второго положения микроскопа. Из разности этих двух отсчетов находится фактическая ширина щели.

Таким образом можно проверить всю шкалу и составить таблицу поправок, если таковые будут иметь место.

Рекомендуется *установку ширины щели* производить в одном направлении, именно: *раскрывая щель*. Выше мы видели, что щель раскрывается клинообразной рамкой, которая под действием винта движется и раздвигает ножи щели. *Закрывается же щель* под действием пружины, которая может

оказаться слишком слабой, чтобы преодолеть трение в механизме. Вследствие этого движение ножей может отставать, и фактическая ширина щели окажется больше, чем это следует по отсчетам на барабане. Такая неисправность в механизме может появляться также при низкой температуре вследствие загустения смазки.

**Проверка параллельности щелей друг другу и преломляющему ребру призмы.** Входная и выходная щели должны быть параллельны между собой и преломляющему ребру призмы. При невыполнении этих требований произойдет расширение спектрального интервала, подобно тому, как это происходит из-за искривления изображения щели призмой.

Пусть входная щель  $F$  установлена вертикально, а выходная  $F'$  наклонена к ней под углом  $\Delta\alpha$  (рис. 91). Тогда через выходную щель пройдут все излучения, расположенные в спектре на длине  $\alpha' + 2\Delta x$ , где  $\Delta x$  — наибольшее расстояние между осями щелей:

$$\Delta x \cong \frac{h}{2} \Delta\alpha. \quad (6.33)$$

Следовательно, дело будет обстоять так же, как если бы расширили выходную щель на величину  $h \Delta\alpha$ . Допустим, что угол между осями щелей равен  $30'$ , тогда при  $h = 15$  мм получаем  $2\Delta x = 0,13$  мм, т. е. величину, сравнимую с шириной самих щелей.

Отсутствие параллельности между входной щелью и преломляющим ребром призмы приведет к тому, что спектральные линии не будут перпендикулярны оси дисперсии. Казалось бы, что это несущественно, если выходная щель будет параллельна изображению входной. Действительно, это так, если нет аберраций наклонных пучков. Но при наличии комы и, особенно, астигматизма чистота спектра ухудшится в большей степени, чем при правильной установке щели.

Точная проверка параллельности входной щели преломляющему ребру призмы \*) достаточно сложна и может быть

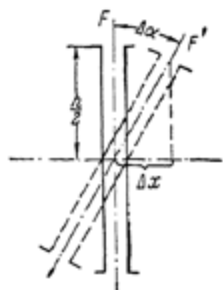


Рис. 91. Непараллельность щелей.

\*) Правильнее следовало бы говорить о перпендикулярности щели плоскости главного сечения, так как ребро призмы само может быть не перпендикулярно этой плоскости, но мы придерживаемся общепринятой терминологии.



выполнена только при помощи точных угломерных инструментов. Мы опишем здесь более простой способ.

Входная щель монохроматора делается достаточно узкой, около 0,01 мм, а выходная раскрывается полностью или совершенно удаляется. Перед выходной щелью устанавливается микроскоп с окулярной сеткой или крестом нитей, с помощью которого наблюдают спектральные линии. При правильной установке щели спектральные линии должны быть перпендикулярны оси дисперсии, т. е. линии, параллельной плоскости главного сечения призмы. Чтобы найти направление оси дисперсии, поступают следующим образом. Поперек входной щели, на середине ее высоты, наклеивают тонкий волос. При наблюдении в микроскоп на фоне каждой спектральной линии будет видна поперечная тонкая темная полоска. Следует выбрать две-три спектральные линии, уместящиеся в поле зрения микроскопа, и, вращая тубус микроскопа, совместить горизонтальную окулярную нить с темными полосками всех видимых линий. Установленное таким образом направление окулярной нити и будет осью дисперсии. После этого можно сразу же обнаружить, перпендикулярны или не перпендикулярны спектральные линии оси дисперсии. Если линии не перпендикулярны, то, освободив стопорные винты, крепящие щель к трубе коллиматора, можно вращением установить входную щель в правильное положение.

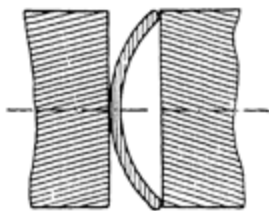


Рис. 92. Правильная установка выходной щели относительно изображения входной.

Затем переходят к установке выходной щели. Для этого на середину выходной щели выводится одиночная спектральная линия. Наблюдая ее в микроскоп, выходную щель начинают постепенно закрывать. В тот момент, когда ширина щели будет равна ширине спектральной линии, края щели должны коснуться краев линии одновременно по всей ее длине. Если щель прямая, то этого

не произойдет вследствие кривизны спектральной линии. В этом случае следует поступить так. При закрывании щели необходимо проследить, одновременно ли коснется один из ножей щели верхнего и нижнего краев линии (рис. 92). Слегка поворачивая щель вокруг оптической оси, доби-

ваются такого ее положения, при котором касание происходит одновременно. В этом положении щель закрепляют.

**Проверка фокусирующей шкалы.** Мы уже указывали на то, какое влияние оказывает точность фокусировки на ширину спектрального интервала, выделяемого монохроматором. В приборах с зеркальной проектирующей оптикой операция фокусировки производится один раз при сборке и юстировке монохроматора. Благодаря отсутствию хроматизма, зеркальная оптика не нуждается в дополнительной фокусировке при работе в различных областях спектра. Иначе обстоит дело в приборах с линзовой проектирующей системой. В этом случае, даже если прибор снабжен так называемыми ахроматическими объективами, вследствие наличия остаточного хроматизма, возникает необходимость дополнительной фокусировки при переходе от одного участка спектра к другому. В паспортах, которыми снабжаются приборы, обычно приводятся фокусирующая таблицы, однако, прежде чем пользоваться такой таблицей, необходимо убедиться в ее правильности. При перевозке прибора юстировка может нарушиться, и тогда данные таблицы не будут соответствовать правильной фокусировке объективов.

Удобным и достаточно точным методом проверки правильности фокусировки объективов является автоколлимационный метод. Для осуществления этого метода необходимо иметь

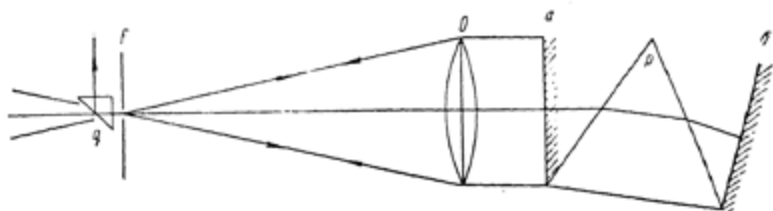


Рис. 93. Схема автоколлимационной установки для проверки правильности фокусировки объективов.

источник линейчатого спектра, набор светофильтров и плоское зеркало, такого же диаметра, как и объективы. Изображение источника света через соответствующий светофильтр проектируется на входную щель монохроматора, половина которой закрыта призмой полного внутреннего отражения (рис. 93). При этом необходимо убедиться в том, что источник

света установлен правильно и его изображение в лучах выбранной спектральной линии точно сфокусировано на щель. Плоское зеркало укрепляется между призмным столиком и первым объективом перпендикулярно оптической оси коллиматора (положение *a* на рис. 93). Отразившись от зеркала, пучок света возвращается обратно на объектив и фокусируется на щель. Призма полного внутреннего отражения позволяет наблюдать этот пучок по линии, перпендикулярной оптической оси. Если щель находится не в фокусе объектива, то и ее изображение, построенное возвращенным обратно пучком, будет лежать вне плоскости щели. Передвигая объектив вдоль оптической оси, добиваются совмещения монохроматического изображения щели с самой щелью. В этом положении яркость пучка должна быть максимальной, что легко установить с помощью фотоэлемента и гальванометра: максимальный отброс гальванометра будет соответствовать правильной установке объектива.

Эта операция делается для нескольких спектральных линий, по возможности охватывающих весь рабочий спектральный диапазон прибора. Данные для промежуточных точек спектра находятся с помощью графика, вычерченного по найденным положениям объектива.

Затем переходят к проверке фокусировки второго объектива. Фотоэлемент устанавливается перед выходной щелью, а зеркало, светофильтр и призма полного внутреннего отражения убираются. Пучок света пропускается через монохроматор, и поворотом призмы изображение входной щели (спектральная линия) совмещается с выходной щелью. Чтобы убедиться в правильности фокусировки второго объектива, его передвигают вдоль оптической оси в ту и другую сторону и замечают то положение, при котором гальванометр дает максимальный отброс. При проверке фокусировки второго объектива не следует забывать о фокусировке первого объектива для каждой спектральной линии.

В случае отсутствия подходящих светофильтров для выделения спектральных линий зеркало следует помещать между призмой и вторым объективом (положение *b* на рис. 93). Ориентируется оно таким образом, чтобы лучи выбранной спектральной линии вернулись по тому же пути на входную щель. В дальнейшем поступают так же, как и в предыдущем случае, пользуясь фотоэлементом и гальванометром.

Призма для каждой линии устанавливается в положение минимума отклонения. Соответственно устанавливается и зеркало.

Последний способ более надежен, поскольку на входную щель в этом случае можно спроектировать в обратном направлении изолированную спектральную линию. Но он требует специального крепления плоского зеркала и механизма с тонкой регулировкой для плавного изменения угла поворота зеркала.

**Градуировка шкалы длин волн монохроматора.** Градуировка монохроматоров по спектру производится с помощью источников линейчатого излучения. Чтобы получить больше точек, необходимо иметь набор таких источников. Для целей градуировки можно рекомендовать следующие источники: ртутно-кварцевую лампу ПРК-2 или ПРК-4, неоновую лампу, спектральные трубки, наполненные гелием и водородом, и искровые источники с электродами из меди, цинка, кадмия и алюминия. С помощью этих источников можно охватить спектральную область от 199 до 1014 мкм.

В табл. 32 приведены наиболее яркие линии названных источников.

Градуировку следует начинать с установки источника линейчатого спектра. Она должна быть выполнена с достаточной тщательностью и должна обеспечивать заполнение апертуры объектива коллиматора для каждой спектральной линии. При зеркальной осветительной системе это требование выполняется сравнительно просто, так как система не обладает хроматизмом. Иначе обстоит дело с линзовой системой. В этом случае, особенно при работе в ультрафиолетовой области, фокусировку осветительной системы приходится все время менять. Точность фокусировки может быть установлена по яркости линии на выходе из прибора. Иногда линии, лежащие в области длин волн меньше 250 мкм, вначале не обнаруживаются, но достаточно изменить фокусировку осветительной системы, чтобы они появились. При работе в этой области спектра полезно вначале пользоваться широкими щелями и только после того, как линии обнаружены, сузить щели до возможных пределов.

Ширина щелей определяется двумя условиями: с одной стороны, щели должны быть возможно более узкими, чтобы близкие спектральные линии разрешались совершенно

Таблица 32

## Длины волн спектральных линий в Å

Hg	H	He	Ne	Cu	Al	Cd	Zn
1 849	3 889	3 888	4 537	2 214	1 990	2 144	2 025
2 224	3 970	4 026	4 575	2 215	2 269	2 194	2 062
2 378	4 101	4 471	4 704	2 218	2 373	2 265	2 054
2 399	4 340	4 921	4 788	2 242	2 568	2 288	2 100
2 482	4 861	5 015	4 790	2 247	2 575	2 313	2 102
2 537	6 562	5 875	5 330	2 293	2 632	2 321	2 139
2 654		6 678	5 341	2 294	2 816	2 329	2 502
2 753		7 065	5 358	2 369	3 082	2 573	2 509
2 894		10 830	5 400	2 400	3 092	2 748	2 770
2 967			5 852	2 403	3 587	2 981	2 801
3 021			5 881	2 489	3 944	3 466	3 036
3 125			5 965	2 506	3 961	3 610	3 072
3 131			6 143	2 545		3 612	3 075
3 341			6 266	2 600			3 282
3 650			6 334	2 701			3 303
3 654			6 382	2 770			3 347
3 663			6 402	2 961			
4 046			6 506	3 247			
4 077			6 598	3 274			
4 339			6 929				
4 347			7 173				
4 358			7 245				
5 461							
5 769							
5 790							
6 907							
10 140							

отчетливо; с другой стороны, ширина щелей не должна быть настолько малой, чтобы затруднять наблюдение спектральной линии, вследствие понижения ее интенсивности.

Обнаружение линий производится либо визуально, либо с помощью фотоэлемента. Для большей надежности там, где это возможно, следует применять оба способа. Визуально

можно наблюдать линии от 700 до 200 мкм, пользуясь в ультрафиолетовой области люминесцирующим экраном. В качестве таких экранов применяют, например, желатиновую пленку, содержащую эозин или тонкий слой какого-либо люминофора, нанесенного на полоску стекла или бумаги.

Однако на люминесцирующих экранах линии часто получаются размытыми, и их правильное положение трудно установить. Поэтому наблюдение с помощью люминесцирующего экрана следует рассматривать как первый этап градуировки, позволяющий сравнительно быстро определить приблизительное положение спектральных линий. Для установления более точного их положения необходимо прибегать к помощи фотоэлемента.

При градуировке приходится иметь дело с двумя задачами: во-первых, найти правильное положение линии по шкале прибора, во-вторых, установить точно, с какой линией имеешь дело.

При многочисленных и близких линиях идентификация спектральной линии — задача далеко не простая, особенно для человека, не имеющего достаточного опыта. В целях облегчения решения этой задачи можно рекомендовать пользоваться сначала источниками с достаточно редкими линиями, определить которые не представляет труда. Так, например, в видимой области спектра следует начинать градуировку с гелиевой трубкой, которая дает почти по всему видимому спектру шесть редких одиночных линий. Только после этого можно применять такой источник, как, например, неоновая лампа, у которой в желто-красной части очень много линий.

Точно так же градуировку в ультрафиолетовой области следует начинать с ртутной лампы и после этого переходить к искровым источникам.

Весьма удобно идентифицировать линии графически. После того как найдено положение нескольких точно известных спектральных линий, вычерчивается градуировочный график, в котором по одной оси откладываются деления шкалы, по другой — длины волн. Градуировочная кривая, проведенная по небольшому числу точек, позволит легко идентифицировать другие линии, лежащие в промежутках между известными. Труднее обстоит дело с крайними линиями, которые могут лежать за пределами градуировочной кривой.

В этом случае полезно прибегнуть к расчету, если известны параметры спектральной системы: преломляющий угол призмы, дисперсия вещества призмы и цена деления шкалы длин волн в угловых единицах. Результаты расчета дадут приблизительное положение спектральной линии по шкале прибора и тем самым облегчат ее идентификацию.

Нахождение правильного положения линии по шкале монохроматора сводится к точному совмещению середины линии с осью выходной щели. Казалось бы, что совмещение линии с выходной щелью будет тем точнее, чем уже щели. Однако это не так. Спектральная линия всегда несколько размыта, из-за наличия aberrаций и дифракции, и, если ширина щели равна или меньше величины aberrаций, то яркость линии будет очень мала и неравномерна. Это обстоятельство следует иметь в виду при выборе ширины щелей.

При визуальном наблюдении линии точно совместить ее изображение с выходной щелью весьма нелегко. Линия может оказаться или правее или левее своего истинного положения. Лучше наблюдать появление линии около одного края щели и исчезновение около другого. Допустим, что появление линии происходит при делении шкалы  $n_1$ , а исчезновение при  $n_2$ , тогда правильное положение ее будет соответствовать делению  $n = \frac{n_1 + n_2}{2}$ . Эту операцию необходимо проделать несколько раз и в качестве окончательного отсчета взять среднее.

Более прост способ градуировки с помощью фотоэлемента и гальванометра. В этом случае линию плавно перемещают около выходной щели и наблюдают величину фототока в цепи фотоэлемента и гальванометра. Максимальный отброс гальванометра будет соответствовать правильному положению линии относительно выходной щели.

При градуировке всегда следует иметь в виду наличие мертвого хода в механизме, вращающем диспергирующую систему. Для исключения его влияния вращение системы следует производить всегда в одну сторону, например, по направлению от коротких волн к длинным.

Величина мертвого хода может быть определена следующим приемом. В той части спектра, где дисперсия прибора велика, выбирают спектральную линию и определяют ее положение по шкале дважды: один раз — двигаясь в сторону

длинных волн, второй раз — в сторону коротких волн. Разность показаний отсчетного барабана в том и другом случае даст величину мертвого хода в делениях шкалы, откуда уже нетрудно найти его величину в угловых единицах.

Правильность градуировки следует проверять периодически, так как под влиянием разных причин градуировка может изменяться. При проверке вначале достаточно ограничиться двумя-тремя точками, но, если при этом окажется, что полученные отсчеты не ложатся точно на градуировочную кривую, то следует проверить всю шкалу.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Perry J. W. Proc. Phys. Soc. 50, 265 (1938).
  2. Топорец А. С. УФН 40, 255 (1950).
  3. Cary H. H. a. Beckman A. O. JOSA 31, 682 (1941).
  4. Williams V. Z. Rev. Sci. Instr. 19, 135 (1948).
  5. Хршановский С. А. Изв. АН СССР 11, 482 (1948).
  6. Юрьев М. А. и Тельтевский И. А. Изв. АН СССР, сер. физ. 11, 452 (1947).
  7. Pfund A. H. JOSA 14, 337 (1927).
  8. Walsh A. Nature 167, 810 (1951); JOSA 42, 94 (1952); JOSA 42, 496 (1952).
  9. Справочная книга оптика-механика, ч. 1. ОНТИ, 1936.
-



## ГЛАВА 7

### ДВОЙНЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ

#### § 34. Общая характеристика

При работе с ординарными монохроматорами всегда приходится иметь дело с рассеянным светом, появляющимся в приборе вследствие многократного отражения от оптических деталей, рассеяния на запыленных поверхностях и внутри призм и линз. Этот рассеянный свет всегда подмешан к регулярно прошедшему свету, в результате чего выходящий из прибора монохроматический пучок более или менее „загрязнен“. Количество этого рассеянного света может быть невелико, но при пользовании селективными приемниками энергии сравнительно небольшие „загрязнения“ спектра могут приводить к большим ошибкам измерений. Особенно велики эти ошибки будут при работе в той области спектра, где чувствительность приемника к регулярно прошедшему свету мала.

Существуют два метода борьбы с рассеянным светом. Во-первых, применяют подходящие фильтры. Но этот способ мало эффективен, так как полоса пропускания фильтров обычно во много раз превосходит выделяемый монохроматором спектральный интервал и, кроме того, наряду с рассеянным светом при этом заметно ослабляется и регулярный свет. Вторым и наиболее радикальным способом исключения рассеянного света является применение двойных монохроматоров.

Двойной монохроматор представляет собой сочетание двух простых монохроматоров, сопряженных таким образом, что монохроматический пучок, выделенный первой частью прибора, проходит еще раз такую же систему во второй.

Существует несколько моделей двойных монохроматоров. Все они могут быть разбиты на два основных типа, отличаю-

шихся характером дисперсии, точнее, относительным расположением призмы в обеих половинах прибора.

В первом случае (рис. 94) пучок света, вошедший в монохроматор, испытывает двойное разложение, в результате

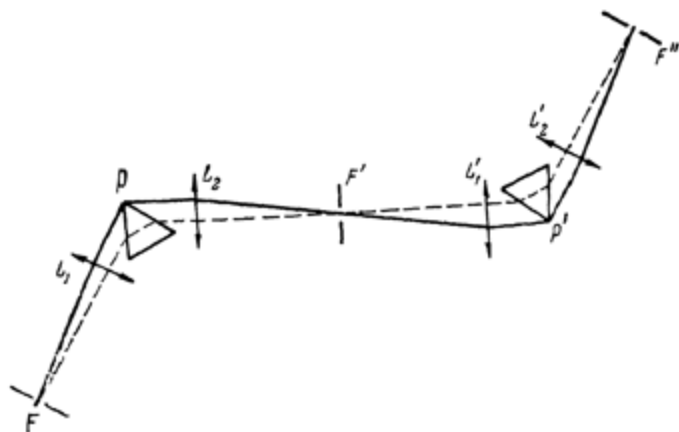


Рис. 94. Двойной монохроматор первого типа — со сложением дисперсий.

чего линейная дисперсия на выходной щели  $F''$  получается в два раза больше, чем на средней  $F'$ . Во втором — дисперги-

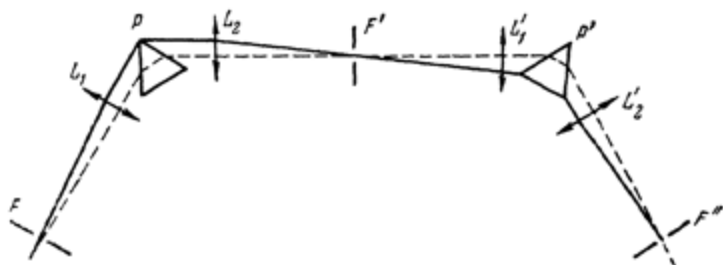


Рис. 95. Двойной монохроматор второго типа — с вычитанием дисперсий.

рование света происходит только в первой половине прибора, а вторая играет роль фильтра, исключая рассеянный свет (рис. 95).

В монохроматорах первого типа переход от одной области спектра к другой производится одновременным вращением призм. Легко видеть, что для полного выхода выделяемого прибором пучка из выходной щели необходимо, чтобы пути лучей в обеих половинах прибора были совершенно идентичными. Это возможно только в том случае, если призмы совершенно одинаковы и вращаются одним механизмом.

В монохроматорах второго типа на выходную щель прибора собирается свет того же спектрального состава, каким он был на средней щели. Переход от одной области спектра к другой может быть осуществлен двумя способами. Во-первых, передвижением средней щели в плоскости спектра. На выходную щель будет попадать та часть спектра, которая вырезается средней щелью. Если удалить среднюю щель совершенно, то можно получить на выходной щели белый свет. Таким образом, прибор этого типа может служить смесителем излучений или вариоиллюминатором, позволяя получать смешанный свет любого спектрального состава. Для этого достаточно в плоскости спектра ненужные спектральные участки закрыть прямоугольными экранами.

Второй способ передвижения по спектру, как и в приборе первого типа, — вращение призм.

В существующих моделях двойных монохроматоров применяются все рассмотренные ранее оптические схемы: автоколлимационная, постоянного отклонения и Вадсворта. Кроме того, в двойном монохроматоре может быть осуществлена упомянутая схема вариоиллюминатора (рис. 95), существенно отличающаяся от только что перечисленных и не применимая в ординарных монохроматорах [1]. Удобство этой схемы по сравнению с другими заключается в том, что переход от одной области спектра к другой осуществляется только линейным перемещением средней щели, а все детали, определяющие ход луча, остаются неподвижными. Благодаря этому геометрическая протяженность лучей внутри прибора сохраняется постоянной. Однако условия прохождения различных лучей неодинаковы, и в минимуме отклонения проходит какой-то один луч. Вследствие этого крайние участки спектра подвержены виньетированию и тем большему, чем дальше они отстоят от середины спектра. Следовательно, спектральное распределение потока, выходящего из прибора и входящего в него, будет сильно отличаться,

Насколько велико виньетирование в двойном монохроматоре такого типа, можно видеть из рис. 96, где показаны значения коэффициента виньетирования для лучей различных длин волн, проходящих через точки, различно удаленные от середины щели по высоте [2]. Как видно из рисунка,

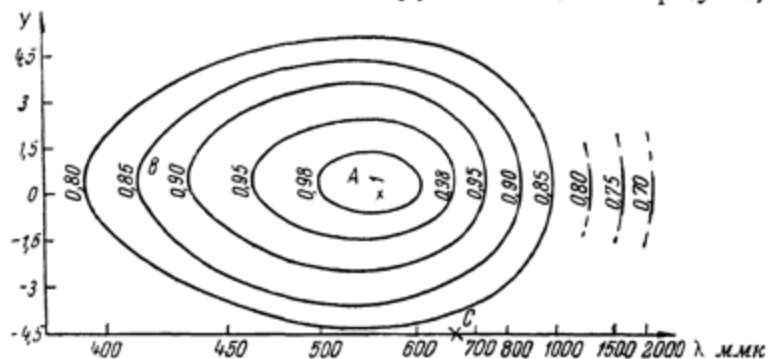


Рис. 96. Зависимость коэффициента виньетирования от длины волны и высоты щели. По оси  $y$  отложена высота щелей.

коэффициент виньетирования меняется в значительных пределах и равен единице только в сравнительно узкой спектральной области (500—600 мкм) и для щели, высота которой не превышает 2 мм.

Обычно для уменьшения виньетирования пользуются системой линз, поставленных около средней щели. Оптическая сила линз подбирается так, чтобы на второй призме получалось изображение первой.

Большая сложность двойного монохроматора по сравнению с ординарным заставляет предъявлять более высокие требования как к оптическим деталям, так и к механической конструкции. Действительно, наличие большого количества отражающих и преломляющих поверхностей и более длинный путь светового пучка делают более вероятным изменение его геометрической протяженности при механических перемещениях. Поэтому при выборе схемы двойного монохроматора следует предпочесть ту, которая при равных качествах допускает меньшее количество перемещений. Недостатки оптических систем в двойных монохроматорах приобретают еще большее значение, поскольку в двойном монохроматоре оптических деталей, по крайней мере, в два раза больше.

Отсюда следует, что допуски на изготовление оптических систем для двойного монохроматора должны быть более жесткими, чем для ординарного.

В качестве примера в табл. 33 приведены данные, характеризующие влияние различного вида aberrаций на ширину спектрального интервала, выделяемого двойным монохроматором [3].

Таблица 33

(λ и Δλ в ммк)

λ	Сферическая aberrация Δλ	Астигматизм Δλ	Искривленные изображения Δλ	Кома Δλ
2000	1,8	16,2	3	—
1000	0,54	4,0	0,63	—
800	0,30	2,68	0,25	0,79
546	0,10	0,89	0	0,07
400	0,03	0,24	0,04	0,07
360	0,01	0,08	0,02	—

Приведенные в таблице значения вычислены для двойного монохроматора с зеркальной проектирующей системой и диспергирующими системами Вадсворта. Относительное отверстие объективов 1 : 9 и  $f = 556$  мм. Угол падения главного луча на зеркало  $5^\circ$  и высота щели 20 мм.

Из таблицы видно, что сферическая aberrация, кома и искривление изображения дают примерно такое же уширение спектрального интервала, как и диффракция. Наибольшее „загрязнение“ спектра вызывается астигматизмом даже при таком, сравнительно малом угле ( $5^\circ$ ).

### § 35. Спектральный интервал, выделяемый двойным монохроматором

Выясним, какова ширина спектрального интервала, выделяемого двойным монохроматором.

Будем рассматривать двойной монохроматор, имеющий увеличение, равное единице, и лишенный aberrаций [4, 5].

Существенную роль в работе двойного монохроматора играют щели, точнее, их относительные размеры.

Обозначим входную щель через  $F$ , среднюю — через  $F'$  и выходную — через  $F''$ ; их ширину — через  $a$ ,  $a'$  и  $a''$  соответственно. Пусть обратная линейная дисперсия на средней щели  $\frac{d\lambda}{dx} = 2L$ . В монохроматоре первого типа на выходной щели эта величина будет равна  $\frac{d\lambda}{dx} = L$ , так как после прохождения через вторую призму тот же спектральный интервал будет занимать в плоскости выходной щели вдвое большую длину, чем на  $F'$ .

Воспользуемся некоторой геометрической схемой. Изобразим щели параллельными отрезками прямых, расположенными так, что средний находится на одинаковых расстояниях от крайних. Длины отрезков соответствуют ширине щелей (рис. 97 а).

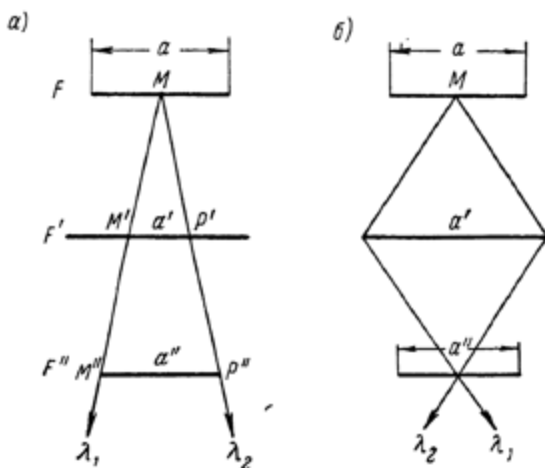


Рис. 97. Схема сопряжения щелей двойного монохроматора: а — первого типа, б — второго типа.

Если середины щелей сопряжены для определенной длины волны, то спектральный интервал, проходящий через выходную щель  $F''$ , будет ограничен лучами  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , выходящими из середины входной щели  $F$  и проходящими через крайние

точки щели  $F''$ . Ширина этого спектрального интервала определится следующим образом:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = La'' \quad (7.1)$$

Но  $\lambda_1 - \lambda_2$  не является выражением полного спектрального интервала лучей, выходящих из прибора. Ввиду того, что щели  $F$  и  $F'$  имеют конечные размеры, в плоскости щели  $F''$  будет иметь место наложение соседних длин волн, и через каждую точку щели  $F''$  будет проходить спектральный интервал  $\Delta_1\lambda$ , величина которого определяется шириной входной щели  $F$  и линейной дисперсией, т. е.

$$\Delta_1\lambda = 2La \quad (7.2)$$

для средней щели  $F'$  и

$$\Delta_1\lambda = La \quad (7.3)$$

для выходной щели  $F''$ .

Таким образом, полный спектральный интервал на выходе монохроматора первого типа будет равен

$$\lambda_1 - \lambda_2 + \Delta_1\lambda = L(a + a''). \quad (7.4)$$

Этим условием определяется суммарная ширина двух крайних щелей при заданном спектральном интервале и линейной дисперсии. Предполагается, что средняя щель не диафрагмирует пучок. Ее оптимальная ширина выяснится впоследствии.

В монохроматорах второго типа каждая точка щели  $F$  дает спектр в плоскости  $F'$ . Затем, если ничто не преграждает света и коэффициент пропускания прибора равен единице, все монохроматические лучи, проходящие через щель  $F'$ , соберутся на щели  $F''$  в том же спектральном составе (рис. 97 б).

Ширина спектрального интервала  $\Delta_1\lambda$  и в этом случае определяется шириной щели  $a$ , однако множителем должна быть величина  $2L$ , так как последующего разложения во второй половине монохроматора не происходит:

$$\Delta_1\lambda = 2La.$$

В то же время разность средних длин волн, проходящих через крайние точки щели  $F'$ , выразится так:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = 2La'. \quad (7.5)$$

Предполагая, что весь свет, прошедший через  $F'$ , пройдет и через щель  $F''$ , для полного спектрального интервала получим:

$$\lambda_1 - \lambda_2 + \Delta_1 \lambda = 2L(a + a'). \quad (7.6)$$

Следовательно, ширина спектрального интервала для монохроматоров второго типа определяется первой половиной прибора. Если, например, щель  $F$  очень широка, а щель  $F'$  очень узка, то в плоскости  $F''$  получается чистый спектр, длина которого равна  $a$ . Наоборот, если  $F$  узка, а  $F'$  отсутствует, то на  $F''$  получается изображение  $F$ , образованное лучами всех длин волн, прошедших в прибор. Таким образом, в монохроматорах рассматриваемого типа средняя щель играет роль своеобразного фильтра.

Сопоставляя (7.4) и (7.6), видим, что монохроматор первого типа при одинаковых щелях способен давать вдвое более узкий спектральный интервал, чем монохроматор второго типа.

### § 36. Распределение энергии на выходной щели и лучистый поток

Вопрос о распределении энергии на выходной щели удобнее всего рассмотреть, пользуясь той же геометрической схемой, что и в предыдущем параграфе.

Совершенно очевидно, что это распределение будет зависеть от соотношения ширины трех щелей:  $a$ ,  $a'$  и  $a''$ . Различные сочетания исчерпываются четырьмя основными случаями, изображенными на рис. 98. Если обозначить расстояние рассматриваемой точки от середины выходной щели через  $x$ , то зависимость  $\Delta_1 \lambda$  от  $x$  можно записать для этих случаев так:

1-й случай:

$$2a' \geq a + a''; \Delta_1 \lambda = La;$$

2-й случай:

$$a \geq 2a' + a''; \Delta_1 \lambda = L2a';$$

3-й случай:

$$a < 2a' < a + a'':$$

а)  $\Delta_1 \lambda = La$  для  $0 < 2x < 2a' - a$ ;

б)  $\Delta_1 \lambda = \frac{L(2a' + a - 2x)}{2}$  для  $2a' - a < 2x < 2a' + a$ ;

в)  $\Delta_1 \lambda = 0$  для  $2a' + a < 2x$ ;



4-й случай:

$$2a' < a < 2a' + a'';$$

а)  $\Delta_1 \lambda = L 2a'$  для  $0 < 2x < a - 2a'$ ;

б)  $\Delta_1 \lambda = \frac{L(2a' + a - 2x)}{2}$  для  $a - 2a' < 2x < a + 2a'$ ;

в)  $\Delta_1 \lambda = 0$  для  $a + 2a' < 2x$ .

В первых двух случаях  $\Delta_1 \lambda$ , как и яркость, постоянны по всей ширине выходной щели  $a''$ ; в двух других — суще-

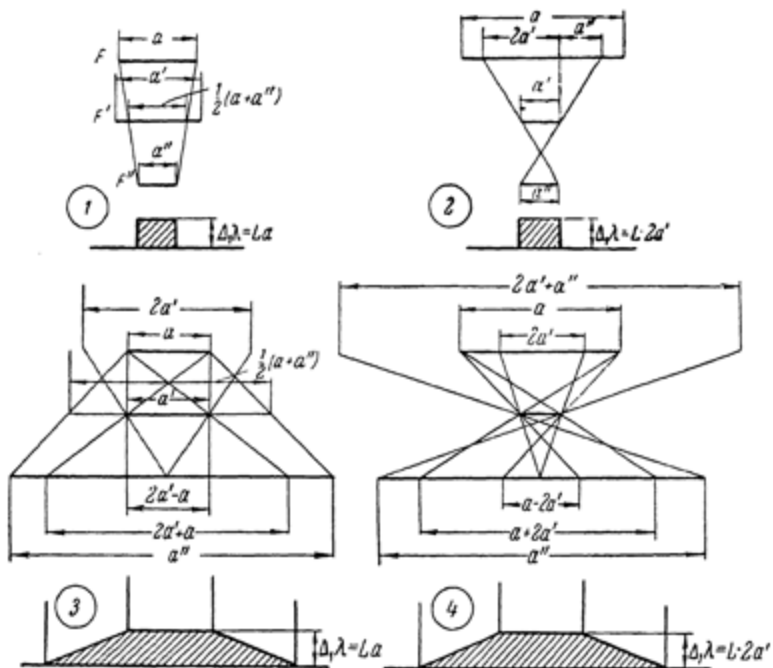


Рис. 98. Распределение энергии на выходной щели двойного монохроматора в различных случаях.

ствует центральная область равномерной яркости, по обе стороны которой расположены зоны постепенно понижающейся яркости. Выходная щель может пропускать всю или часть равномерной зоны (случаи 1 и 2) или, кроме того, целиком или частично ослабленные зоны (случаи 3 и 4).

Выясним, какой из рассмотренных случаев является наиболее благоприятным при фотометрических измерениях. Обычно приемник энергии имеет некоторую определенную ширину, и для надежности измерений необходимо, чтобы вся его воспринимающая площадь находилась в зоне равномерной яркости. Из рис. 98 видно, что в третьем и четвертом случаях придется ограничиться только зоной ( $2a' - a$ ), меньшей  $a''$ , а это равнозначно первому и второму случаям. Таким образом, нам остается сделать выбор между этими двумя случаями.

Пусть ширина приемника равна  $a''$ , чувствительность же такова, что для нормальных измерений необходима некоторая минимальная энергия, определяемая шириной спектрального интервала  $\Delta_1 \lambda$ .

В первом случае

$$a = \frac{\Delta_1 \lambda}{L}; \quad 2a' = a + a'' \quad (7.7)$$

Из условия  $2a' \geq a + a''$  мы взяли минимальное значение  $a'$ , так как более широкая щель  $F'$  увеличила бы рассеян-

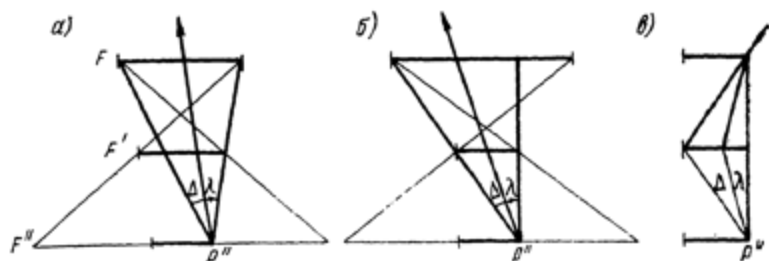


Рис. 99. Дисперсия и спектральный интервал: *a* — в первом случае, *б* — во втором случае, *в* — в монохроматоре второго типа.

ный свет (рис. 99 *a*). Полная длина спектра в плоскости  $F''$  равна

$$2a' + a = 2 \frac{\Delta_1 \lambda}{L} + a'',$$

а разность между средними длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , достигающих краев приемника, будет

$$\lambda_1 - \lambda_2 = La''.$$

Во втором случае  $\Delta_1\lambda$  определяется средней щелью

$$a' = \frac{\Delta_1\lambda}{2L}, \quad (7.8)$$

и минимальная ширина для  $a$

$$a = 2a' + a''.$$

Длина спектра в плоскости  $F''$ , как и в первом случае,

$$2a' + a = 2\frac{\Delta_1\lambda}{L} + a'',$$

но разница между средними длинами волн, достигающих краев приемника, будет (рис. 99 б)

$$\lambda_1 - \lambda_2 = L 2a'',$$

т. е. она в два раза больше, чем в первом случае. На этом основании следует предпочесть первый случай.

Таким образом, если заданы  $\Delta_1\lambda$ ,  $\frac{d\lambda}{dx} = L$  и ширина выходной щели  $a''$ , то ширина  $a$  и  $a'$  может быть найдена из соотношения (7.7):

$$a = \frac{\Delta_1\lambda}{L}; \quad a' = \frac{a + a''}{2}. \quad (7.9)$$

Все сказанное относилось к двойному монохроматору первого типа. В монохроматорах второго типа дело обстоит несколько иначе. Поскольку дисперсия света происходит только в первой половине прибора, а вторая половина лишь обращает спектр, то в идеальном случае на выходной щели будет сконцентрирован свет в том же спектральном составе и с тем же распределением яркости, как и на входной щели. Иначе говоря, каждая точка щели  $F''$  всегда является сопряженной какой-нибудь точке щели  $F$  для любой длины волны (рис. 99 в). Отсюда следует, что при правильном использовании прибора должно быть

$$a = a''.$$

Через каждую точку  $F''$  проходит спектральный интервал, определяемый только средней щелью (рис. 97):

ЭБ "Научное наследие России"  $\Delta_1\lambda = 2La'$ ,

а разность средних длин волн, проходящих через края выходной щели, составляет

$$\lambda_1 - \lambda_2 = 2La''.$$

Лучистый поток может быть найден следующим образом. Выше мы видели (5.28), что яркость на выходной щели пропорциональна  $\Delta_1 \lambda$ , в таком случае поток будет пропорционален  $\Delta_1 \lambda a''$ . Для монохроматора первого типа имеем:

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = C \Delta_1 \lambda a'' = CLa'' a''. \quad (7.10)$$

Максимум этой величины получается для  $a = a''$ , а по (7.9)

$$a = a' = a'', \quad (7.11)$$

т. е. лучистый поток, выходящий из двойного монохроматора, имеет максимальное значение, когда все три щели одинаковы.

Условие это является оптимальным и для монохроматора второго типа, для которого поток выразится так:

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = C \Delta_1 \lambda a'' = C 2La' a'',$$

или при  $a = a'$ :

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = 2 CLa'' a''. \quad (7.12)$$

Сравнивая уравнения (7.10) и (7.12), можно заключить, что при одинаковых условиях монохроматор второго типа дает на выходе в два раза более интенсивный лучистый поток, чем монохроматор первого типа. Однако при этом следует помнить, что ширина спектрального интервала [ср. (7.4) и (7.6)], получаемого от монохроматора первого типа, в два раза меньше, чем от монохроматора второго типа. Следовательно, первый прибор дает ту же степень монохроматизации при вдвое более широкой входной щели ( $2a$ ). При этом лучистый поток увеличится вчетверо, т. е. будет в два раза больше, чем в монохроматоре второго типа.

Таким образом, по двум основным характеристикам — степени монохроматизации и лучистому потоку — двойной монохроматор первого типа является более выгодным.

### § 37. Различные конструкции двойных монохроматоров

**Двойной монохроматор с перемещающейся средней щелью.** Оптическая схема монохроматора изображена на рис. 100. Она несколько напоминает схему, изображенную на рис. 95, но имеет свои особенности, которые выяснятся впоследствии [6, 7].

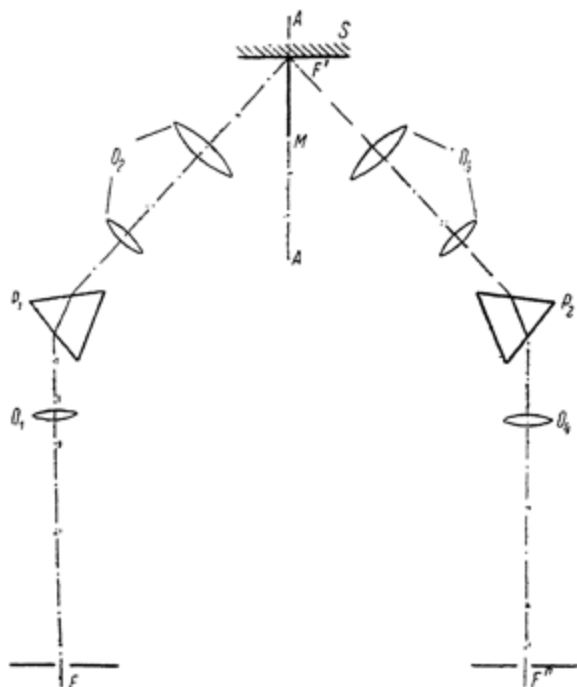


Рис. 100. Оптическая схема двойного монохроматора с перемещающейся средней щелью.

В монохроматоре применены две 60-градусные призмы  $P_1$  и  $P_2$ , расположенные симметрично относительно плоскости, проходящей через среднюю щель  $F'$ . Объективы  $O_2$  и  $O_1$  состоят каждый из двух склеенных линз, причем одна линза расположена около призмы, другая — ближе к средней щели. Объективы рассчитаны так, что образуют плоский спектр, расположенный в плоскости симметрии прибора  $AA$ . Средняя

щель имеет несколько необычную конструкцию. Она представляет собою зазор между плоским зеркалом  $S$  и поставленным к нему перпендикулярно стальным ножом  $M$ . Спектральный пучок, прошедший через этот зазор, отразившись от зеркала, оборачивается и проходит во вторую половину прибора. Здесь он испытывает еще одно разложение и собирается в плоскости выходной щели  $F''$ .

Входная и выходная щели сделаны искривленными, средняя — прямой. Кривизна щелей соответствует кривизне изображения для некоторой средней длины волны, так что расширение спектрального интервала за счет несовпадения кривизны изображения и щелей на краях спектра достигает всего лишь  $0,2$  мкм.

Благодаря тому, что обе половины прибора совершенно симметричны относительно плоскости спектра  $AA$ , выделение различных участков спектра может производиться путем перемещения средней щели вдоль этого спектра.

Конструкция средней щели, а также механизмы для ее перемещения и раскрытия схематически показаны на рис. 101.

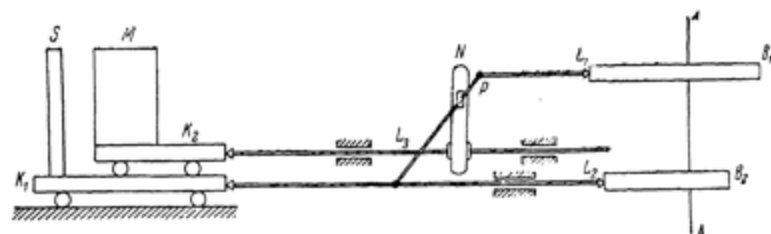


Рис. 101. Схематическое изображение средней щели и механизма ее раскрытия и перемещения.

На кулачок  $B_1$ , управляющий ножом, опирается щуп  $L_1$ , шарнирно связанный при помощи переключины  $P$  со щупом зеркала  $L_2$ . Переключина снабжена передвижным пальцем  $N$ , который входит в поперечный паз штока  $L_3$ , действующего непосредственно на нож. Щуп  $L_2$  связан с кареткой  $K_1$ , на которой находится зеркало  $S$  и каретка  $K_2$ , несущая нож  $M$ . В свою очередь, каретка  $K_2$  связана со штоком  $L_3$ . Обе каретки покоятся на шариках, помещенных в направляющие пазы, тщательно отполированные.

Начальная ширина средней щели задается положением соединительного пальца  $N$  на перекладине  $P$ . Крайнее верхнее положение дает наиболее широкую щель, крайнее нижнее — наиболее узкую. Спектральная ширина щели может меняться в пределах от 2 до 5  $\text{ммк}$ .

Перемещение каретки  $K_1$  с зеркалом и ножом управляется кулачком  $B_2$ , радиус-вектор которого рассчитан в соответствии с дисперсией монохроматора. Благодаря этому шкала длин волн получается равномерной.

Перемещение каретки  $K_2$  относительно каретки  $K_1$  управляется кулачком  $B_1$ . Профиль этого кулачка рассчитан так,

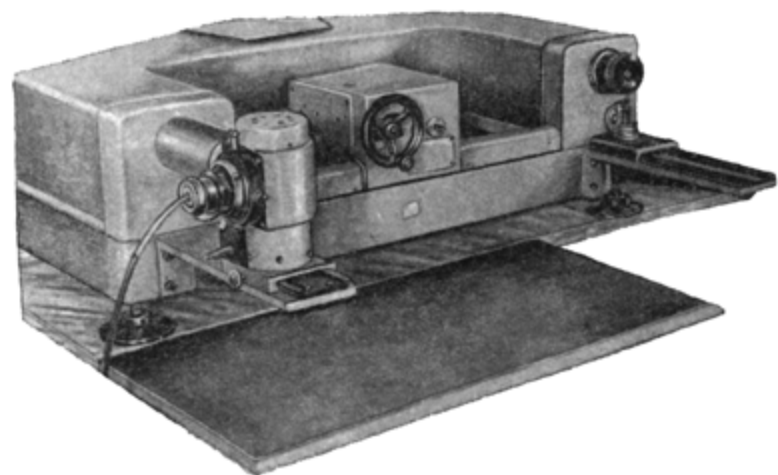


Рис. 102. Внешний вид двойного монохроматора с перемещающейся средней щелью.

чтобы при раскрытии щели в разных участках спектра выделялся один и тот же спектральный интервал, заданный начальной шириной щели.

На оси  $AA$  посажен третий кулачок (на рисунке не показан), который управляет раскрытием входной и выходной щелей (см. рис. 88). При вращении оси  $AA$  происходит одновременно перемещение средней щели вдоль спектра и соответствующее раскрытие всех трех щелей.

Рассмотренный монохроматор применен в автоматическом спектрофотометре СФ-2 и рассчитан на видимую область спектра. Относительное отверстие монохроматора 1:6.

Главные достоинства монохроматора: а) удобство управления, б) постоянство выделяемого спектрального интервала по всему спектру, в) большая дисперсия и возможности работать с широкими щелями и г) постоянство геометрии пучков, поскольку движущейся частью является только средняя щель. Этот монохроматор вполне пригоден для абсолютных измерений энергии.

Единственным недостатком прибора является виньетирование крайних участков спектра, вследствие чего монохроматор не может работать в широком спектральном диапазоне.

Общий вид монохроматора представлен на рис. 102.

**Двойной кварцевый монохроматор \*).** Оптические оси входного и выходного коллиматоров, как и в предыдущем приборе, расположены параллельно (рис. 103). Объективы представляют собой асферические кварцевые линзы со средним относительным отверстием 1:6. Для разложения пучка применена диспергирующая система Вадсворта, представляющая в данном случае сочетание кварцевой призмы Корню с алюминированным зеркалом. Во второй половине прибора предусмотрено два столика для установки диспергирующей системы. При установке системы на первом столике получается двойной монохроматор первого типа — со сложением дисперсий; переставив призму с зеркалом на второй столик, можно превратить прибор в монохроматор второго типа — с вычитанием дисперсий. Таким образом, при одних и тех же оптических деталях и при небольшом усложнении механической системы в приборе осуществлены обе принципиальные схемы двойного монохроматора.

Управление шкалой длин волн и фокусировкой объективов осуществляется следующим образом. Оси поворотных столиков жестко связаны с рычагами  $L_1$  и  $L_2$ , которые обращены навстречу друг другу и упираются с помощью шариков в плоскость  $A$ . Последняя укреплена на конце винта  $B_1$ . При вращении винта плоскость  $A$  толкает концы рычагов и поворачивает столики, на которых расположены диспергирующие

---

\*) Принципиальная оптическая схема монохроматора разработана Л. Я. Чахровым.



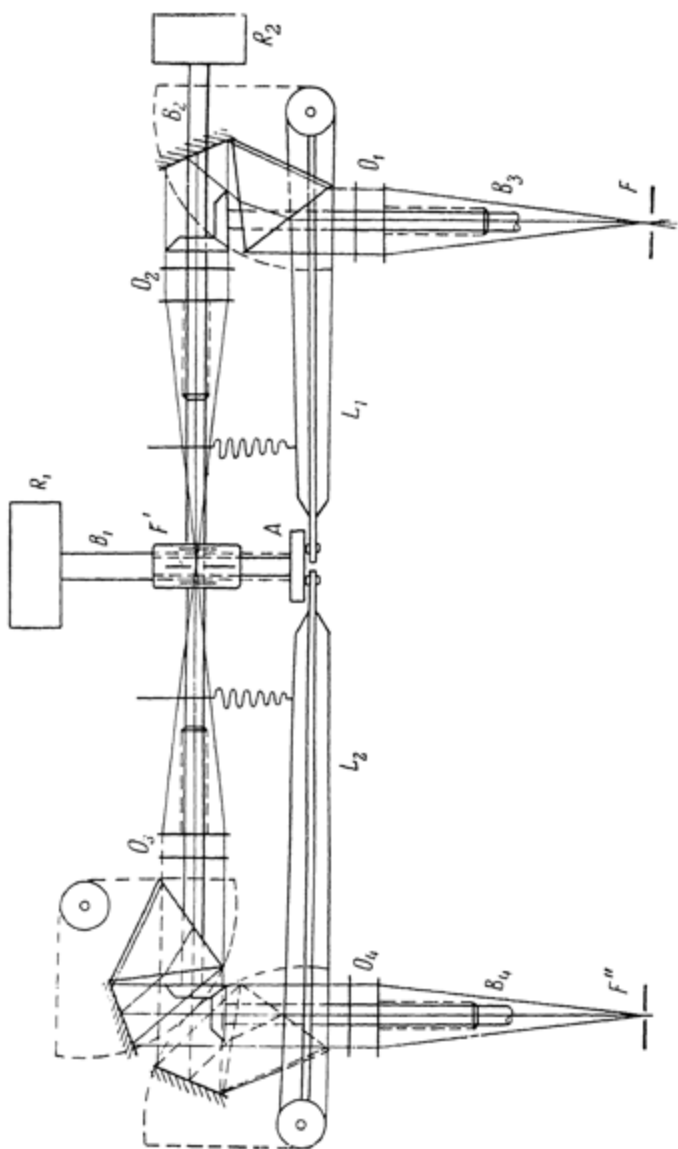


Рис. 103. Схема двойного кварцевого монохроматора.

системы. Движение в обратном направлении происходит под действием пружин. Винт  $B_1$  снабжен барабаном  $R_1$  с равномерной шкалой.

Фокусируемый механизм состоит из трех валиков с резьбой: длинного  $B_2$ , расположенного параллельно оси средней части прибора, и двух  $B_3$  и  $B_4$  более коротких, расположенных параллельно осям входного и выходного коллиматоров. На валиках посажены гайки, связанные с помощью штифтов с каретками, на которых укреплены объективы. Передача движения от одного валика к другому осуществляется при помощи конических шестерен. При повороте ведущего валика на какой-либо угол другие два валика повернутся на такой же угол и переместят гайки, а вместе с ними и объективы, на одно и то же расстояние соответственно направлению резьбы. Барабан ведущего валика  $R_2$  имеет шкалу, с помощью которой может производиться фокусировка объективов для любой длины волны.

Монохроматор снабжен осветительной системой из двух кварцевых линз. В фокусе первой линзы помещается источник света, в фокусе второй — входная щель монохроматора. Как было указано раньше, эта система удобна в отношении фокусировки (достаточно перемещать линзы в противоположных направлениях). Перемещение осветительных линз осуществляется с помощью валика  $B_3$  по тому же принципу, что и перемещение объективов монохроматора. Таким образом, при повороте барабана  $R_2$  фокусируются не только объективы монохроматора, но и осветительная система.

Щели монохроматора управляются каждая самостоятельно и имеют максимальное раскрытие по ширине 1,5 мм и по высоте 15 мм.

Все детали смонтированы на массивной литой платформе, обеспечивающей постоянство юстировки. На этой же платформе в специальных салазках расположен и источник света.

Область применения монохроматора от 200 до 700 мкм.

**Двойной зеркальный монохроматор с внеосевыми параболическими зеркалами.** Монохроматор рассчитан на область спектра от 0,22 до 2,6 мкм и снабжается сменными призмами из стекла и кварца.

Оптическая схема монохроматора показана на рис. 104. От источника свет проходит через конденсорную систему  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  и дает на щели  $F$  изображение источника с увели-

чением 1:1. Щель  $F$  установлена в фокальной плоскости внеосевого параболического зеркала  $S_4$ . Отраженный этим зеркалом свет падает параллельным пучком на призму  $P_1$ , разлагается ею в спектр и, отразившись от плоского зеркала  $S_5$ , проходит призму в обратном направлении. Затем

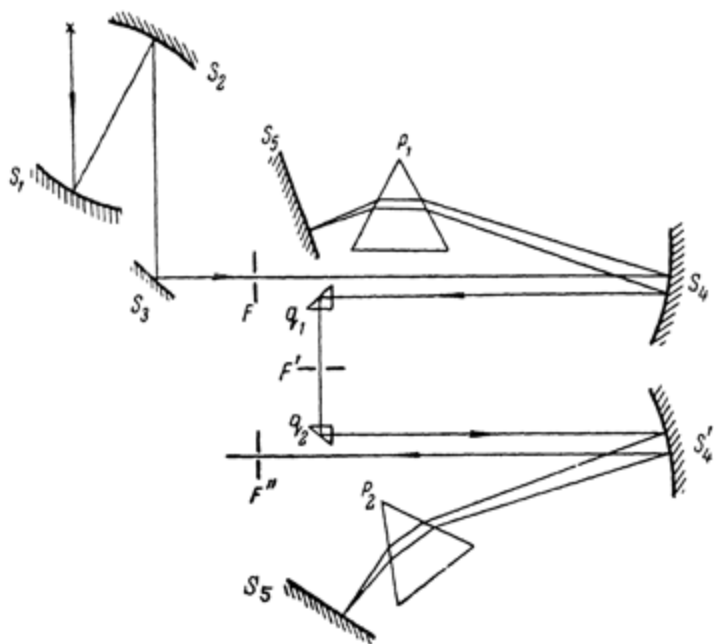


Рис. 104. Оптическая схема двойного монохроматора с внеосевыми параболическими зеркалами (ДМР).

пучок вторично падает на зеркало  $S_4$  и, отразившись от него, разворачивается в спектр в фокальной плоскости зеркала. Некоторый участок спектра перехватывается призмой полного внутреннего отражения  $q_1$  и направляется через среднюю щель  $F'$  во вторую половину прибора. Здесь он проходит такой же путь и выходит из монохроматора через щель  $F''$ .

Легко убедиться, что при прохождении через прибор пучок света подвергается четырехкратному разложению, благодаря чему достигается большая линейная дисперсия на выходе пучка (табл. 34).

Все оптические и механические детали прибора смонтированы на массивном основании. Зеркальная конденсорная система располагается на съемном кронштейне. Для установки источника света и других вспомогательных деталей монохроматор снабжается двумя рельсами, которые прикрепляются к основанию болтами.

Таблица 34

(λ в м.мк;  $d\lambda/dl$  в м.мк/м.м)

Кварц	λ	257	313	889	1000	1400	1800	3000
	$d\lambda/dl$	1,13	2,33	17,3	49,4	54,7	47,7	28,1
Стекло	λ	404	889	1000	1400	1800		
	$d\lambda/dl$	1,63	6,73	29,7	47,0	49,3		

Щели монохроматора укреплены на угольниках и имеют максимальное раскрытие 2 мм и высоту 15 мм. Крайние щели — искривленные и прикрыты кварцевыми окошками, средняя щель — прямая.

Диспергирующие призмы имеют оправы, и при замене одних призм другими точная фиксация их на столиках обеспечивается шаровыми упорами, которые входят в направляющие столиков и прижимаются к ним защелками.

Перемещение по спектру осуществляется поворотом плоских зеркал  $S_6$  и  $S'_5$  с помощью отсчетного барабана. Синхронность поворота этих зеркал обеспечивается параллелограммным механизмом. Передаточное число от отсчетной шкалы барабана длин волн к зеркалу около 1:500.

На отсчетном барабане имеется винтовая канавка, вдоль которой нанесена равномерная шкала с ценой деления  $14''$  угла поворота зеркала. Углы поворота отсчитываются с помощью указателя, перемещающегося по винтовой канавке отсчетного барабана.

Двойной монохроматор с системой Вадсворта [8]. Оптическая схема монохроматора показана на рис. 105. Пучок света входит через щель  $F$  и падает на вогнутое зеркало  $S_1$ , расположенное так, что его главная оптическая ось совпадает с направлением главного луча. Затем пучок падает на плоское зеркало  $S_2$ , помещенное около входной

щели и имеющее небольшое отверстие против щели для прохождения пучка. Зеркало  $S_2$  наклонено и отражает пучок на плоское зеркало  $S_3$ , жестко связанное с призмой  $P_1$ . Далее пучок проходит призму и, отразившись от плоского зеркала  $S_4$  и вогнутого  $S_5$ , образует спектр в плоскости средней щели  $F'$ . Тот участок спектра, который прошел призму в минимуме отклонения, попадает через среднюю

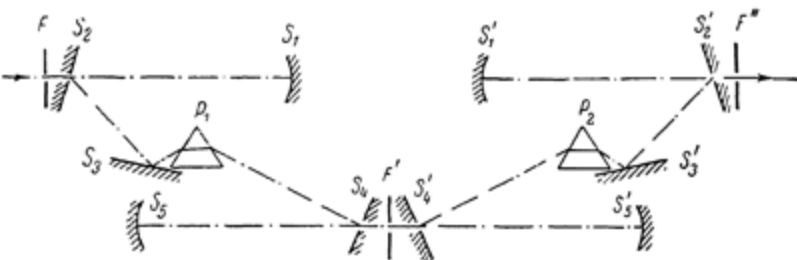


Рис. 105. Оптическая схема двойного монохроматора с системой Вадсворта.

щель  $F'$  во вторую половину прибора. Здесь пучок проходит такой же путь, что и в первой половине, только в обратном порядке, и выходит из выходной щели прибора  $F''$ .

Проследив путь какого-нибудь крайнего луча, легко убедиться, что описанный прибор относится к монохроматорам второго типа. Поэтому средняя щель у него искривлена, а входная и выходная прямые.

Переход от одной области спектра к другой осуществляется одновременным поворотом диспергирующих систем при помощи винта, снабженного барабаном с делениями.

Зеркала имеют фокусные расстояния 30 см и относительное отверстие 1:6. Для увеличения светосилы прибора сферические зеркала могут быть заменены параболическими с фокусным расстоянием 15 см. Монохроматор снабжается сменными призмами из стекла, кварца и каменной соли следующих габаритов:

а) призма из каменной соли с преломляющим углом  $72^\circ$ , основанием 70 мм и высотой 40 мм; область применения — от 0,240 до 16 мк;

б) призма стеклянная с преломляющим углом  $54^\circ$ , основанием 49 мм, высотой 40 мм; область применения — от 0,400 до 1,5 мк;

в) призма кварцевая (Корню) с преломляющим углом  $66^\circ$ , основанием  $62 \text{ мм}$  и высотой  $40 \text{ мм}$ ; область применения — от  $0,240$  до  $2,7 \text{ мк}$ .

Особенностью этого двойного монохроматора является то, что аберрации наклонных пучков (астигматизм и кома), благодаря применению дополнительных плоских зеркал, сведены до минимума. Однако применение большого количества зеркал (10 шт.) сильно снижает коэффициент пропускания прибора.

Двойной монохроматор с автоматической фокусировкой [9]. В этом монохроматоре (рис. 106) применены две автоколлимационные системы, состоящие каждая из двух призм. Направления входящего и выходящего пучков перпендикулярны главным оптическим осям обоих коллиматоров. Пучок света входит через щель  $F$  и призмой полного внутреннего отражения  $q_1$  направляется на коллиматорную линзу  $L_1$ . Последняя либо представляет одно целое с призмой  $P_1$ , либо посажена на фронтальную грань призмы на оптический контакт. Благодаря этому уменьшаются потери света, неизбежные при переходе через границу среда — воздух.

Далее пучок попадает на призму  $P_2$ , задняя грань которой покрыта слоем алюминия. Отражаясь от этой грани, пучок возвращается обратно и разворачивается в спектр. Некоторый участок этого спектра, образованный лучами,

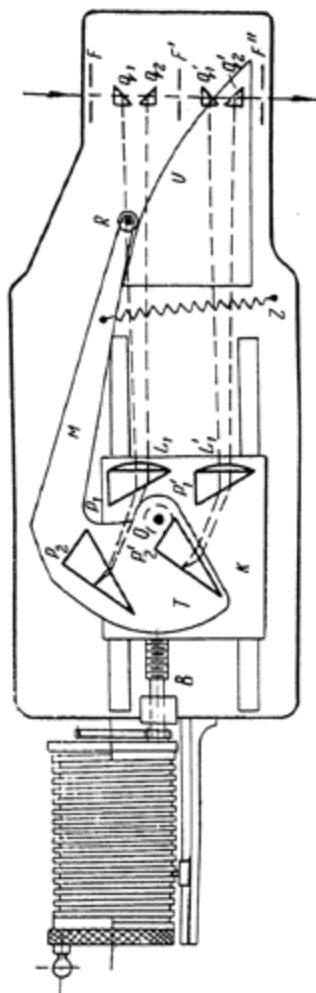


Рис. 106. Схема двойного монохроматора с автоматической фокусировкой.

прошедшими вблизи минимума отклонения, попадает на призму полного внутреннего отражения  $q_2$  и фокусируется на среднюю щель  $F'$ . Во второй половине прибора пучок проходит точно такой же путь, подвергаясь при этом еще одному разложению, и выходит через выходную щель  $F''$ . В общей сложности при прохождении через двойной монохроматор пучок испытывает четырехкратное разложение, благодаря чему достигается большая угловая дисперсия.

Для уменьшения aberrаций, которые присущи всем одиночным сферическим линзам, в монохроматоре применена асферическая оптика (линзы  $L_1$  и  $L'_1$ ). Фокусировка линз осуществляется перемещением обеих систем — проектирующей и диспергирующей — вдоль оптических осей прибора при помощи микрометрического винта  $B$ .

Обе системы помещены на каретке  $K$ , которая связана с винтом  $B$  при помощи гайки, расположенной снизу. На каретке укреплены призмы  $P_1$  и  $P'_1$  с линзами  $L_1$  и  $L'_1$ . Кроме того, на каретке укреплен поворотный столик  $T$ , на котором размещены призмы  $P_2$  и  $P'_2$ . Вращение столика вокруг оси  $O$  осуществляется при помощи рычага  $M$ , оканчивающегося роликом  $R$ . На рычаг действует пружина  $Z$  и прижимает ролик к фигурной линейке  $U$ .

При вращении винта  $B$  каретка движется в ту или другую сторону вдоль направляющих, а ролик  $R$  скользит вдоль фигурной линейки  $U$  и поворачивает столик  $T$ , а вместе с ним и призмы  $P_2$  и  $P'_2$ , на некоторый угол. Поступательное движение каретки, а вместе с ней и линз  $L_1$  и  $L'_1$ , обеспечивает фокусировку, а поворот столика — переход от одной области спектра к другой. Совершенно очевидно, что эти два движения должны быть строго согласованы, т. е. в любом положении системы фокусировка должна быть выполнена для тех участков спектра, которые проходят через среднюю и выходную щели [10].

Таким образом, в этом монохроматоре осуществлена связь механизма, управляющего движением по спектру, с механизмом, управляющим фокусировкой.

Монохроматор снабжается сменной оптикой: из стекла, кварца, каменной соли и сильвина (KCl). В табл. 35 приведены данные относительно линейной дисперсии прибора.

Таблица 35

 $(\lambda$  в мк;  $d\lambda/dl$  в ммк/мм)

Кварц	$\lambda$	0,22	0,28	0,36	0,50	1,5	3,0
	$d\lambda/dl$	0,885	2,22	4,54	12,5	52,6	26,3
Стекло	$\lambda$	0,405	0,434	0,486	0,546	0,656	2,0
	$d\lambda/dl$	3,0	3,76	5,59	7,51	14,2	20,8
Каменная соль	$\lambda$		0,28	0,35	0,54	7,0	15,0
	$d\lambda/dl$		1,02	2,27	10,0	222,0	58,8
Сильвин	$\lambda$	0,23	0,26	0,30	0,47	11,8	17,7
	$d\lambda/dl$	0,47	0,71	1,15	5,55	161,0	83,3

При работе в инфракрасной области спектра призмы полного внутреннего отражения заменяются плоскими зеркалами, так как в области спектра от 4 мк кварц непрозрачен.

Для каждой оптики монохроматор снабжается отдельным барабаном со шкалой. Входная и выходная щели монохроматора искривлены, средняя — прямая; регулируются они по ширине каждая самостоятельно.

**Двойной автоколлимационный монохроматор** [11]. Оптическая схема монохроматора изображена на рис. 107. Световой пучок входит через щель  $F$  и, отразившись от плоского зеркала  $S_1$ , падает на вогнутое сферическое зеркало  $S_2$ . Далее пучок падает на 30-градусную призму  $P_1$ , катетная грань которой покрыта отражающим слоем алюминия. Возвращаясь обратно, пучок развертывается в спектр в плоскости средней щели  $F'$ , через которую некоторый узкий участок спектра проходит во вторую половину прибора. Далее, отражаясь от зеркала  $S_3$ , пучок падает на призму  $P_2$  и здесь, в зависимости от положения призмы, либо испытывает еще раз разложение, либо только обращается. Легко видеть, что в первом случае (призма в положении  $P'_2$ ) получается монохроматор пеевого типа (со сложением дисперсий),



во втором — монохроматор второго типа (с вычитанием дисперсий).

Вращение призм производится одним винтом  $A$  с помощью шестерен, как это показано на рисунке, или с помощью двух рычагов, жестко связанных со столиками призм. В последнем случае обеспечивается бóльшая точность установки призм. Юстировка прибора при переходе от одного типа

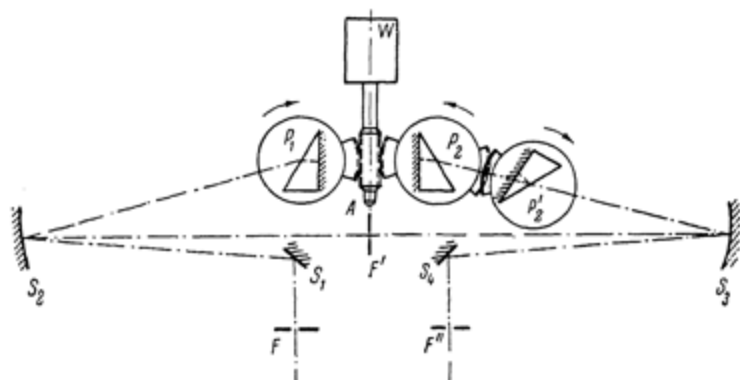


Рис. 107. Схема двойного автоколлимационного монохроматора.

к другому легко осуществляется простым переключением второй призмы с одного столика на другой.

Достоинства этой модели двойного монохроматора следующие:

- экономия материалов: на двойной монохроматор их затрачивается столько же, сколько на обычный;
- портативность;
- возможность применения монохроматора в широком спектральном диапазоне.

### § 38. Многощелевые монохроматоры

В главе 6 было показано, что мощность выделяемых монохроматором пучков может быть увеличена за счет яркости источника, ширины и высоты щелей. Однако, если степень монохроматизации задана, второй фактор отпадает, так как с увеличением ширины щели увеличивается не только поток, но и его спектральная ширина.

В самые последние годы предложен способ повышения мощности выделяемых монохроматором пучков путем применения нескольких щелей [12, 13].

Чтобы понять принцип, лежащий в основе этого способа, рассмотрим вначале прибор с двумя входными щелями (рис. 108). Пусть  $A_1$  и  $A_2$  — входные щели монохроматора,

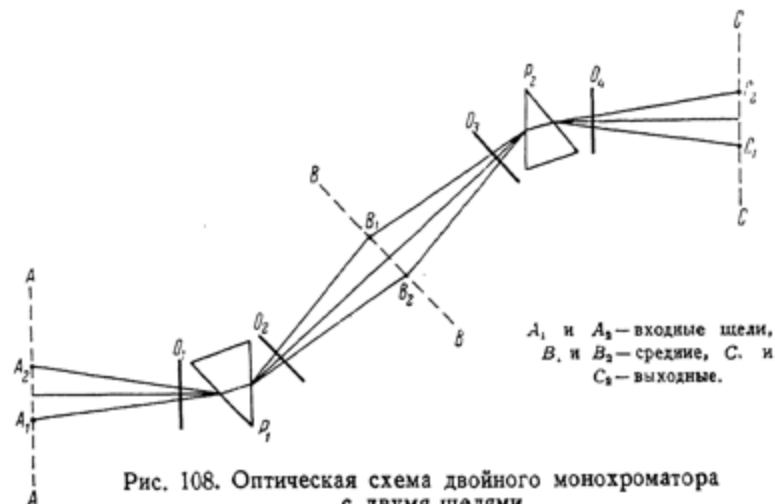


Рис. 108. Оптическая схема двойного монохроматора с двумя щелями.

расположенные симметрично относительно оси коллиматора. Ширина щелей, как и ширина промежутков между ними, равна  $a$  (рис. 109а). Если через обе щели в прибор проходит один и тот же сложный пучок, то в плоскости  $BB$  получатся два налагающихся и сдвинутых друг относительно друга спектра. На рис. 109б эти спектры показаны раздельно один под другим. Разобьем каждый спектр на линейные интервалы шириной  $a$  и пронумеруем их в таком порядке, как это показано на рис. 109б.

Щели  $B_1$  и  $B_2$ , расположенные в плоскости спектра, имея ширину  $a$ , выделяют из этого спектра участки 24 и 22, 26 и 24. Допустим, что нас интересует интервал 24, который проходит через обе щели, а интервалы 22 и 26 необходимо убрать. Для этого служит второй монохроматор. Пучки, выходящие из щели  $B_1$ , пройдя призму второго монохроматора  $P_2$ , разделится на составные части, причем так, что

в щель  $C_1$  попадет пучок интервала 24, а пучок интервала 22, как более коротковолновый, будет отклонен призмой вправо на расстояние  $a$  от щели  $C_1$ . Точно так же будут разделены и пучки, выходящие из щели  $B_2$ , с той только разницей, что пучок интервала 26, как более длинноволновый, отклонится призмой влево от щели  $C_2$  на расстояние  $a$

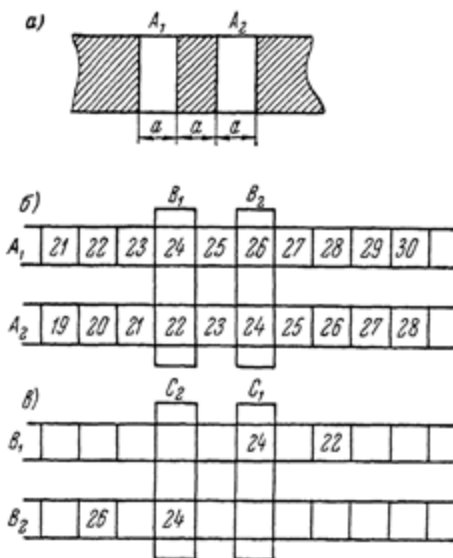


Рис. 109. Схема расположения спектральных промежутков в монохроматоре с двумя щелями:  $a$  — входные щели,  $б$  — расположение промежутков в плоскости средних щелей,  $в$  — расположение промежутков в плоскости выходных щелей.

(рис. 109в). В результате из щелей  $C_1$  и  $C_2$  выйдут пучки одного и того же спектрального состава (интервал 24) с мощностью, в два раза большей по сравнению с однощелевым монохроматором.

Рассмотрим теперь монохроматор с четырьмя щелями. Щели, как и в предыдущем случае, расположены симметрично относительно оптической оси:  $A_1$  и  $A_2$  — с одной стороны,  $A_3$  и  $A_4$  — с другой. Промежутки между щелями

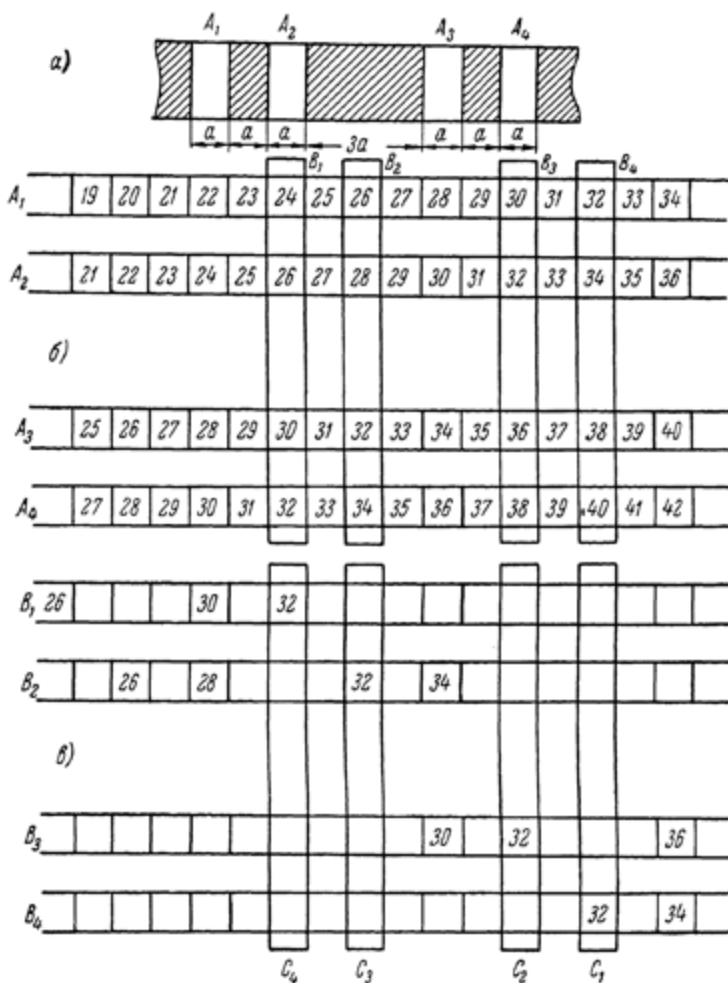


Рис. 110. Схема расположения спектральных промежутков в монохроматоре с четырьмя щелями:  $a$  — входные щели,  $b$  — расположение промежутков в плоскости средних щелей,  $c$  — расположение промежутков в плоскости выходных щелей.

различны: средний промежуток равен утроенной ширине щели, а крайние равны ширине щели (рис. 110а).

Пользуясь тем же способом изображения, как и раньше, проследим прохождение света через щели системы *B* и системы *C* (рис. 110б).

Через щели системы *B* пройдут все четные участки спектра, начиная с 24 и кончая 40. Общим для всех щелей является участок 32. После прохождения призмы второго монохроматора расположение этих участков в плоскости спектра *C* будет таким, каким оно изображено на рис. 110в. Через щели  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  и  $C_4$  из двойного монохроматора выйдет спектральный интервал 32 с мощностью, в четыре раза большей, чем в случае одной щели.

Точно таким же образом можно рассмотреть и более сложные случаи с 8-ю и 16-ю щелями.

Порядок расположения щелей и промежутков между ними может быть представлен следующей схемой:

$$\begin{array}{l}
 2 \text{ щели} \qquad \qquad \qquad | \ a | \\
 4 \text{ щели} \qquad \qquad \qquad | a | \ 3a | a | \\
 8 \text{ щелей} \qquad \qquad \qquad | a | 3a | a | \ 9a | a | 3a | a | \\
 16 \text{ щелей} \ | a | 3a | a | 9a | a | 3a | a | 27a | a | 3a | a | 9a | a | 3a | a |
 \end{array}$$

Вертикальными черточками на схеме изображены щели, ширина каждой щели принята равной  $a$ , ширина промежутков выражена через ширину щелей. Легко видеть, что каждая последующая комбинация щелей и промежутков состоит из двух предыдущих, расположенных симметрично относительно оси коллиматора и разделенных наиболее широким промежутком. При возрастании числа щелей в геометрической прогрессии ширина этого промежутка растет также в геометрической прогрессии.

В рассмотренном способе второй монохроматор выполняет роль фильтра: он удаляет все ненужные спектральные интервалы, прошедшие из первого монохроматора вместе с выделяемым. Кроме этого чисто оптического способа фильтрации потока, существует другой способ — радиотехнический [12]. Сущность этого способа состоит в следующем.

Входящее в монохроматор и выходящее из него излучение модулируются на разных частотах. Пусть, например, излучение, проходящее через входную щель  $a_m$ , модули-

руется с частотой  $f_1 + m \Delta f$ , а излучение, выходящее из выходной щели  $b_m$ , — с частотой  $f_2 + m \Delta f$ . В результате излучение, для которого щели  $a_m$  и  $b_m$  сопряжены, будет на выходе монохроматора иметь модуляцию с частотой  $f_2 - f_1$ ; излучения всех других длин волн будут промодулированы с частотами  $f_2 - f_1 + (k - l) \Delta f$ , где  $l$  и  $k$  — индексы входной и выходной щелей соответственно. Если приемник энергии связан с прибором, реагирующим только на сигналы частоты  $f_2 - f_1$ , то регистрироваться будут лишь излучения, модулированные на этой частоте. Совершенно очевидно, что величина сигнала будет пропорциональна числу щелей, а спектральная ширина регистрируемого пучка пропорциональна ширине одной щели.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Топорец А. С. ЖОМП 12, 18 (1938).
2. Terrien J. Communications des labor. de l'Institut d'Optique, № 17 (1945).
3. Terrien J. et Desvignes F. Revue d'Optique 27, 451 (1948).
4. Terrien J. Communications des labor. de l'Institut d'Optique, № 16 (1945).
5. Van-Cittert P. H. Physica 3, 181 (1932).
6. Хршановский С. А. Вестник ЛГУ № 3, 158 (1950).
7. Michaelson J. L. JOSA 28, 365 (1938).
8. Kipp u. Zonen. Cataloge. Mono 48.
9. Hilger. Cataloge D. September (1936).
10. Billington C., Davies D. A. JOSA 41, 329 (1951).
11. Dühmke M. Wiss. Ahandl. d. Phys. Techn. Reichsanstalt 26, 1 (1942).
12. Golay M. J. E. JOSA 39, 437 (1949); 41, 468 (1951); 43, 58 (1953).
13. Schurcliff W. A. JOSA 39, 1048 (1949).

## ГЛАВА 8

### ФОКАЛЬНЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ

#### § 39. Принцип фокальной монохроматизации

Для монохроматизации света может быть использована хроматическая aberrация линзы. Идея подобного рода устройства понятна из рис. 111.

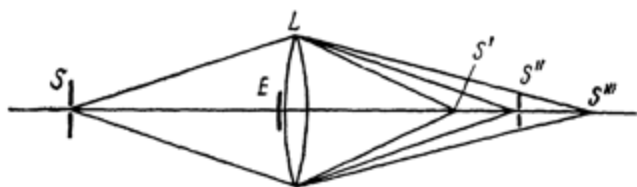


Рис. 111. Принцип фокальной монохроматизации.

Сложный световой пучок, исходящий из точки  $S$ , расположенной на оси, после прохождения линзы  $L$  дает не одно единственное изображение точки  $S$ , а целую их совокупность, поскольку лучи различных длин волн преломляются по-разному. Коротковолновые лучи дадут изображения ближе к линзе, длинноволновые — дальше от нее. Если при этом параксиальная область линзы закрыта экраном  $E$ , то изображения  $S'$ ,  $S''$  и  $S'''$  будут образованы монохроматическими пучками. Пусть в пространстве изображений помещен экран с достаточно малым отверстием. При перемещении этого экрана вдоль оптической оси из отверстия будут выходить пучки различного спектрального состава.

Применение линзы как фокального монохроматора известно уже давно. Еще в 1900 г. Ленард [1], изучая действие ультрафиолетовой радиации шумановской области на газы, применял для выделения узких спектральных пучков линзы

из кварца, флюорита и каменной соли. В 1910 г. Рубенс и Вуд [2] применили этот же способ для выделения очень длинных инфракрасных волн с помощью кварцевой линзы. В 1916 г. Г. А. Тихов [3] воспользовался хроматической aberrацией объектива астрографа для фотографирования звезд. Этот способ дал ему возможность качественно оценивать цвета звезд и относить звезды к тому или иному классу. В 1924 г. А. Н. Теренин [4] пользовался кварцевой линзой для выделения спектральных линий в области длин волн менее 240 мкм. Наконец, в последние годы появился ряд сообщений о применении простых линз в качестве фокальных монохроматоров, главным образом в коротковолновой ультрафиолетовой области [5, 6].

Несмотря на свою простоту, метод фокальной монохроматизации света не нашел широкого применения, и до самого последнего времени не существовало приборов, основанных на этом принципе. Объяснение этого факта надо искать в том, что монохроматизационная способность фокальных монохроматоров зависит главным образом от дисперсии материала, из которого сделана линза. Получение спектральных пучков той же степени чистоты, какая может быть достигнута в обычных призмных монохроматорах, возможно только в той области спектра, где кривая дисперсии имеет достаточно большую крутизну. Как известно, эта область всегда примыкает к полосе собственного поглощения материала и не имеет большого протяжения. За пределами этой области по спектральной ширине выделяемых пучков фокальный монохроматор уступает призмному. Но отсюда не следует, что фокальный монохроматор как спектральный прибор не заслуживает внимания. Можно указать широкий круг задач, для решения которых та степень монохроматизации, которую дает этот прибор, вполне достаточна; при этом стоимость его значительно ниже призмного.

#### § 40. Спектральный интервал, выделяемый фокальным монохроматором

Во всех приведенных случаях фокальной монохроматизации света применялись обыкновенные неисправленные линзы. Между тем, как было показано выше (глава 4), простые линзы обладают значительными aberrациями и, следовательно,



не могут обеспечить получение узких по спектральному составу световых пучков, даже при наличии большого хроматизма. Поэтому при конструировании фокального монохроматора необходимо применять исправленные системы, имея в виду, главным образом, сферическую aberrацию, так как входное и выходное отверстия расположены на оси. При расчете такого объектива приходится решать задачу несколько необычного характера, поскольку исправление объектива в отношении сферической aberrации не должно повлечь уменьшения его хроматизма. Опыт показывает, что задача эта выполнима и даже удается при исправлении системы на сферическую aberrацию несколько увеличить ее хроматизм.

Линзу можно рассматривать как призму с переменным преломляющим углом, непрерывно изменяющимся от нуля

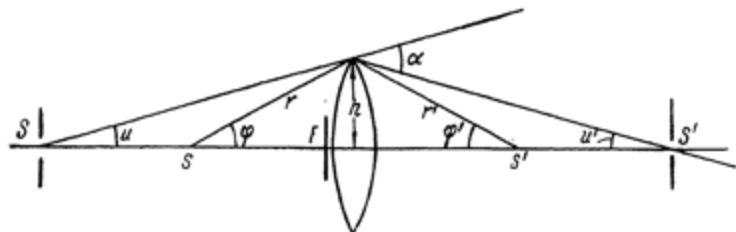


Рис. 112. Преломляющий угол линзы и угол отклонения луча.

(на главной оптической оси) до некоторого максимального значения (на краю линзы). Величина преломляющего угла может быть легко найдена: она равна сумме углов между главной оптической осью системы и радиусами кривизны, проведенными в точки входа и выхода луча (рис. 112):

$$A = \varphi + \varphi', \quad (8.1)$$

или при одинаковой кривизне поверхностей линзы

$$A = 2\varphi. \quad (8.1a)$$

В случае одной линзы целесообразно входное отверстие поставить на двойном фокусном расстоянии для какой-то длины волны, так как при этом система: входное отверстие, линза, выходное отверстие — симметрична.

Для выходящего из отверстия луча в этом случае соблюдается условие наименьшего отклонения. Угол отклонения

луча в общем случае связан с апертурными углами следующим соотношением:

$$\alpha = u + u', \quad (8.2)$$

а при  $s = s'$

$$\alpha = 2u. \quad (8.2a)$$

Поскольку принцип действия фокального монохроматора основан на дисперсии света веществом, к нему так же, как и к обычному призмному прибору, приложимы понятия угловой и линейной дисперсии. Однако своеобразный характер разложения света в фокальном монохроматоре вносит некоторые особенности.

Действительно, как видно из формулы (3.8), угловая дисперсия призмы есть функция преломляющего угла и показателя преломления материала призмы. В призмном приборе для всех лучей, проходящих через призму, преломляющий угол один и тот же. Иначе обстоит дело в фокальном монохроматоре: преломляющий угол меняется при переходе от одной зоны линзы к другой, поэтому угловая дисперсия элементарных пучков, проходящих через различные зоны, будет различна. Связь между преломляющим углом и радиусом зоны может быть выражена соотношением

$$\sin \frac{A}{2} = \frac{h}{r}, \quad (8.3)$$

где  $h$  — радиус зоны линзы, а  $r$  — радиус кривизны ее поверхности \*). В таком случае угловая дисперсия в фокальном монохроматоре может быть выражена следующим соотношением:

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{2 \frac{h}{r}}{\sqrt{1 - n^2 \left(\frac{h}{r}\right)^2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (8.4)$$

Из этой формулы видно, что угловая дисперсия является функцией расстояния точки входа (выхода) луча от оси, кривизны поверхности линзы  $\left(\frac{1}{r}\right)$  и дисперсии материала линзы. В первом приближении можно считать, что угловая дисперсия пропорциональна дисперсии материала линзы, радиусу зоны и кривизне поверхности; изменением знаменателя

\*) Предполагается, что поверхности линзы имеют одинаковую кривизну.

можно пренебречь, так как  $\frac{h}{r}$  всегда правильная и притом малая дробь.

Легко видеть, что угловая дисперсия минимальна для зоны, непосредственно примыкающей к экрану, закрывающему центральную часть линзы.

Рассмотрим теперь линейную дисперсию. Поскольку спектр от линзы располагается вдоль оси, здесь можно говорить лишь об осевой, или продольной, дисперсии. Осевая дисперсия характеризует плотность расположения фокусов монохроматических пучков на главной оптической оси или изменение главного фокусного расстояния  $f$  в зависимости от длины волны, т. е.

$$\frac{df}{d\lambda} = \frac{df}{dn} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (8.5)$$

Если

$$f = f(r) \frac{1}{n-1},$$

то

$$\frac{df}{dn} = -f(r) \frac{1}{(n-1)^2}. \quad (8.5a)$$

Осевая же длина спектра в интервале от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$  выражается так:

$$f_{\lambda_2} - f_{\lambda_1} = f(r) \int_{n_1}^{n_2} \frac{dn}{(n-1)^2} = f(r) \left[ \frac{1}{n_2-1} - \frac{1}{n_1-1} \right]. \quad (8.6)$$

Знание осевой дисперсии не позволяет непосредственно вычислить ширину спектрального интервала, так как плоскость отверстия перпендикулярна плоскости спектра. Поэтому воспользуемся для этого понятием угловой дисперсии.

Пусть имеется хроматическая линза, исправленная на сферическую аберрацию, с фокусным расстоянием для какой-то длины волны  $f_\lambda$ . В точке  $S$ , находящейся от линзы на расстоянии  $2f_\lambda$ , имеется точечный источник света (рис. 113). Центральная часть линзы закрыта экраном с радиусом  $h_c$ . Падающий от источника на линзу световой пучок после преломления в ней разложится на монохроматические составляющие, которые дадут на оптической оси совокупность монохроматических изображений источника  $S$ .

Если в пространстве изображений также на расстоянии  $2f_\lambda$  поместить экран с бесконечно узким отверстием, то из отверстия будет выходить монохроматический пучок длины

волны  $\lambda$ . При конечных размерах выходного отверстия, наряду с лучами длины волны  $\lambda$ , через отверстие будут проходить лучи и соседних длин волн. Положив радиус отверстия равным  $a$ , найдем спектральную ширину пучка, выходящего из отверстия.

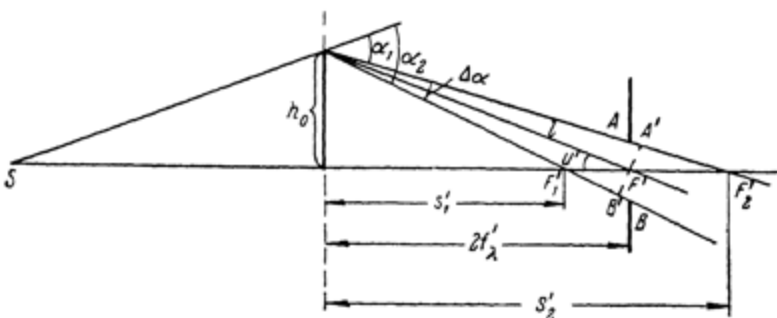


Рис. 113. Прохождение монохроматических лучей через выходное отверстие конечных размеров при бесконечно узком входном.

При этом, поскольку угловая дисперсия хроматической линзы зависит от того, на каком расстоянии от центра линзы проходит диспергируемый пучок, ограничим нашу задачу и решим ее для пучка, проходящего через кольцевую зону, непосредственно прилегающую к краю экрана.

Как видно из рис. 113, через отверстие, имеющее диаметр  $2a = AB$ , пройдут все лучи, у которых углы отклонений лежат между  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Разность углов отклонений крайних лучей  $\alpha_1 - \alpha_2 = \Delta\alpha$  и будет определять спектральную ширину проходящего через отверстие пучка, поэтому можем написать:

$$\Delta\alpha = \frac{d\alpha}{d\lambda} \Delta_1\lambda,$$

откуда

$$\Delta_1\lambda = \frac{d\lambda}{d\alpha} \Delta\alpha. \quad (8.7)$$

Из рис. 113 следует, что

$$\Delta\alpha = \frac{AB \cos u'}{t} = \frac{2a \cos^2 u'}{2f}. \quad (8.8)$$

Подставляя это выражение в (8.7) и заменяя  $\frac{d\lambda}{d\alpha}$  его

значением из (8.4), находим:

$$\Delta_1 \lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \left(\frac{h_0}{r}\right)^2}}{2 \frac{h_0}{r}} \cdot \frac{a \cos^2 u'}{f} \frac{d\lambda}{dn}. \quad (8.9)$$

В случае симметричной линзы, когда  $f = \frac{r}{2} \frac{1}{n-1}$ , формула (8.9) принимает более простой вид:

$$\Delta_1 \lambda = \sqrt{1 - n^2 \left(\frac{h_0}{r}\right)^2} \frac{a \cos^2 u'}{h_0} (n-1) \frac{d\lambda}{dn}. \quad (8.10)$$

Множитель  $\sqrt{1 - n^2 \left(\frac{h_0}{r}\right)^2} \cdot \cos^2 u'$  близок к единице, поэтому для приближенного расчета его можно опустить и тогда формула (8.10) запишется так:

$$\Delta_1 \lambda \cong \frac{a}{h_0} (n-1) \frac{d\lambda}{dn}. \quad (8.11)$$

Теперь будем считать, что входное отверстие имеет конечные размеры и такие же, как выходное, т. е. радиуса  $a$ . В этом случае фокальные точки будут расположены не только на оптической оси, но и в ее окрестности, именно: внутри цилиндра радиуса  $a$  (рис. 114). Каждое сечение этого цилиндра будет представлять собою монохроматическое изображение входного отверстия.

Сравнивая рис. 113 и 114, легко установить, что при входном отверстии конечной ширины спектральная ширина выходящего из прибора пучка будет больше. При бесконечно узком входном отверстии из прибора должны выходить лучи, фокусы которых заключены между точками  $F'_1$  и  $F'_2$ , тогда как при отверстии радиуса  $a$  спектральная ширина выходящего пучка будет охватывать область спектра, заключенную между точками  $F''_1$  и  $F''_2$ . Иначе говоря, если при бесконечно узком входном отверстии через каждую кольцевую зону выходного отверстия в данном направлении должен проходить строго монохроматический пучок, то при входном отверстии конечной ширины эти зональные пучки не будут строго монохроматическими; они будут иметь ширину  $\Delta_2 \lambda$ , которая может быть найдена по формуле (8.9).

Таким образом, при одинаковых и конечных размерах входного и выходного отверстий спектральная ширина выхо-

дящего из прибора пучка увеличивается вдвое и будет равна:

$$\Delta\lambda = \Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda = 2\sqrt{1 - n^2\left(\frac{h_0}{r}\right)^2} \frac{a \cos^2 u'}{h_0} (n-1) \frac{d\lambda}{dn}, \quad (8.12)$$

или для симметричной линзы приближенно:

$$\Delta\lambda \cong \frac{2a}{h_0} (n-1) \frac{d\lambda}{dn}. \quad (8.12a)$$

Применение одной линзы представляет большие неудобства при эксплуатации прибора, так как при переходе от одной области спектра к другой необходимо перемещать отверстия относительно линзы, а это влечет за собой пере-

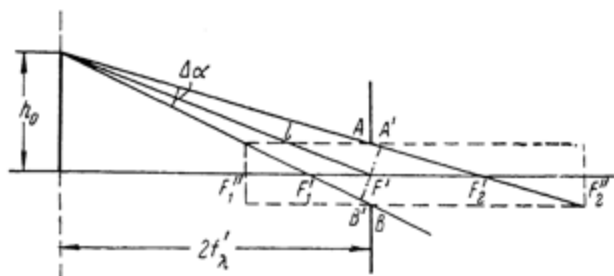


Рис. 114. Прохождение лучей через фокальный монохроматор при конечных размерах входного и выходного отверстий.

мещение и осветителя и освещаемого монохроматором объекта, которые должны быть расположены на определенных расстояниях от отверстий.

Поэтому лучше пользоваться системой из двух линз, причем так, чтобы входное отверстие находилось в главном фокусе одной линзы, а выходное — в главном фокусе другой (рис. 115). Тогда настройка прибора на определенную область спектра достигается одновременным и симметричным перемещением линз относительно поперечной оси системы; отверстия же остаются неподвижными. Такое расположение выгодно и по существу, так как увеличивает угол отклонения, а следовательно, и дисперсию, вдвое. Условие  $\alpha = 2u$  сохраняется и в этом случае для каждого выходящего из прибора пучка.

Поскольку угловая дисперсия двух линз вдвое больше, чем одной, ширина спектрального интервала будет в два

раза меньше, т. е.

$$\Delta\lambda \cong \frac{a}{h_0} (n - 1) \frac{d\lambda}{dn}. \quad (8.13)$$

Итак, *максимальная спектральная ширина* светового пучка, выходящего из отверстия фокального монохроматора, прямо пропорциональна радиусу отверстия, разности показателей преломления линзы и окружающей среды и обратно пропорциональна радиусу экрана и дисперсии материала линзы.

Следовательно, для уменьшения  $\Delta\lambda$  необходимо либо уменьшать отверстия, либо увеличивать экран, загораживающий центральную часть пучка.

Определяемая формулой (8.13) ширина спектрального интервала включает в себя все длины волн, проходящих через данное отверстие  $a$ , вне зависимости от их интенсивности. В действительности, распределение энергии внутри  $\Delta\lambda$  будет такое, что если представить его графически, отложив по оси абсцисс длины волн, а по оси ординат — потоки, то диаграмма распределения будет иметь вид треугольника (рис. 72). Наибольшую интенсивность будут иметь лучи, фокус которых совпадает с плоскостью выходного отверстия.

В приближенную формулу (8.13) не входят параметры, определяющие оптическую силу линзы. Следовательно, ширина спектрального интервала для заданных  $a$  и  $h_0$ , в первом приближении, не зависит от фокусного расстояния линзы. Это существенно отличает фокальный монохроматор от призмного, в котором за счет увеличения фокусного расстояния можно увеличить линейную дисперсию, т. е. уменьшить  $\Delta\lambda$ . В фокальном монохроматоре увеличение фокусного расстояния линзы сопряжено с уменьшением угловой дисперсии примерно во столько же раз. Поэтому величина  $\Delta\lambda$ , определяемая произведением этих величин, остается постоянной.

## § 41. Лучистый поток

Выражение для лучистого потока, входящего в фокальный монохроматор, в общем виде запишется так:

$$\Phi_{\Delta\lambda} = B_{\Delta\lambda} G. \quad (8.14)$$

Здесь  $\Phi_{\Delta\lambda}$  — поток энергии, переносимой лучами с длинами волн, заключенными между  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ,  $B_{\Delta\lambda}$  — суммарная яркость

этих лучей и  $G$  — геометрический фактор, характеризующий геометрическую протяженность пучка и равный

$$G = \frac{q \cdot S}{f_1^2}.$$

Суммарную яркость  $B_{\Delta\lambda}$  можно выразить иначе, именно:

$$B_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda d\lambda = \bar{B}_\lambda \Delta\lambda, \quad (8.15)$$

где  $\bar{B}_\lambda$  — средняя монохроматическая яркость внутри  $\Delta\lambda$ .

Поток, падающий на выходное отверстие, будет несколько меньше, так как часть энергии потеряется в самом приборе. Обозначая коэффициент пропускания через  $T_\lambda$ , напишем выражение для этого потока:

$$\Phi'_{\Delta\lambda} = \overline{B_\lambda T_\lambda} \Delta\lambda \frac{q \cdot S}{f^2}.$$

Учтем теперь, что действующее отверстие объектива фокального монохроматора представляет собою кольцо, площадь которого равна

$$S = S_1 - S_0,$$

где  $S_1$  — площадь отверстия объектива и  $S_0$  — площадь экрана, закрывающего его центральную часть. Кроме того поскольку угловая дисперсия для различных зон объектива различна, мы должны искать выражение лучистого потока, как сумму элементарных потоков, проходящих через различные зоны объектива.

Выражение элементарного потока запишется так:

$$d\Phi_{\Delta\lambda} = \overline{B_\lambda T_\lambda} \Delta\lambda q \frac{2\pi h dh}{f^2},$$

или, после подстановки из формулы (8.11) значения  $\Delta\lambda$ ,

$$d\Phi_{\Delta\lambda} = 2\pi q a (n-1) \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{1}{f^2} \overline{B_\lambda T_\lambda} dh.$$

Полный поток найдем, интегрируя последнее выражение в пределах от зоны радиуса  $h_0$  до зоны радиуса  $H$ , т. е.

$$\Phi_{\Delta\lambda} = 2\pi q \overline{B_\lambda T_\lambda} (n-1) \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{a}{f^2} (H - h_0),$$

или

$$\Phi_{\Delta\lambda} = 2\pi q a^3 (n-1) \frac{d\lambda}{dn} \cdot \frac{H - h_0}{f^2} \overline{B_\lambda T_\lambda}. \quad (8.16)$$



Такова величина лучистого потока, падающего на плоскость выходного отверстия. Очевидно, что выходящий из прибора поток будет иметь ту же самую величину, если отсутствуют aberrации и выходное отверстие по своим размерам такое же, как и входное.

Из формулы (8.16) видно, что величина лучистого потока пропорциональна третьей степени радиуса входного отверстия, т. е. при увеличении, например, радиуса отверстия вдвое спектральный интервал увеличится также вдвое, а лучистый поток увеличится в восемь раз. Эта зависимость существенно отличает фокальный монохроматор от призмного, в котором отверстие имеет форму щели и лучистый поток пропорционален квадрату ширины щели. Причину такого различия легко понять, если вспомнить, что в призмном приборе дисперсия пучка происходит в одной плоскости, а в фокальном — во всех плоскостях, проходящих через главную оптическую ось объектива.

## § 42. Типы фокальных монохроматоров

Опыт по разработке и применению фокальных монохроматоров еще очень мал, и рассматриваемые ниже конструкции исчерпывают все, что в этом направлении сделано.

На рис. 115 схематически показан фокальный монохроматор в виде трубы длиной 45 см и диаметром 78 мм. Концы

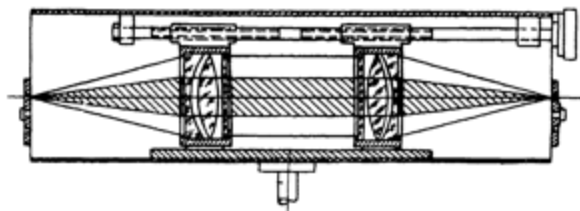


Рис. 115. Схема фокального монохроматора в виде цилиндрической трубы.

трубы закрыты диафрагмами, представляющими собою диски с круглыми отверстиями разного диаметра, которые расположены по окружности радиуса, равного расстоянию от центра вращения диска до оптической оси прибора. Совмещение нужного отверстия с оптической осью прибора производится

вращением диска. Внутри трубы проходит винт с правой и левой резьбой. На него надеты удлиненные гайки, к которым прикреплены оправы объективов. При вращении винта объективы перемещаются в противоположные стороны, и этим достигается установка прибора на определенную спектральную область. Каждому положению объективов соответствует определенный спектральный интервал. Положение объективов отсчитывается по связанной с ними миллиметровой шкале,

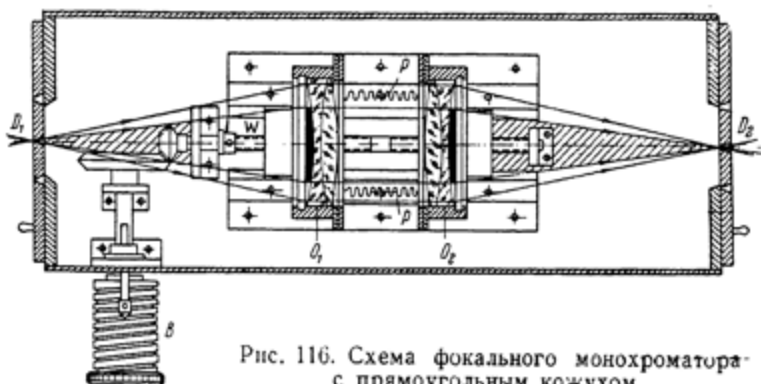


Рис. 116. Схема фокального монохроматора с прямоугольным кожухом.

перемещающейся относительно указателя на стенке трубы, при этом доли миллиметра отсчитываются на барабане, с помощью которого производится вращение винта.

Объективы монохроматора двухлинзовые: диспергирующая линза — из хлористого натрия, корригирующая — из фтористого лития. Диаметр объективов 50 мм, диаметр экрана, закрывающего центральную часть пучка, 30 мм. Для предохранения линзы из хлористого натрия от действия атмосферной влаги она помещена в середине оправы: по одну сторону от нее расположена линза из фтористого лития, по другую — тонкая плоскопараллельная пластинка из кварца. Зазоры в оправе замазаны лаком.

На рис. 116 схематически изображена другая конструкция фокального монохроматора, представляющая большие удобства при юстировке. Объективы  $O_1$  и  $O_2$  укреплены на угольниках, которые при помощи гаек связаны с ведущим винтом  $W$ . Вращение винта осуществляется барабаном  $B$ , на вал которого насажена коническая шестерня, сцепленная

с другой шестерней, закрепленной на валу винта  $W$ . Мертвый ход в перемещающем механизме выбирается пружинами  $P$ . В прибор свет поступает через отверстие в диафрагме  $D_1$  и выходит через отверстие в диафрагме  $D_2$ . Диафрагмы представляют собою пластинки с несколькими отверстиями разных диаметров. Замена одного отверстия другим осуществляется перемещением диафрагм в направляющих, при этом точная установка каждого отверстия на оптической оси прибора обеспечивается фиксатором. Все указанные детали смонтированы на металлической платформе и закрыты сверху и с боков кожухом.

Описанные фокальные монохроматоры были разработаны и испытаны автором [7]. В табл. 36 приведены некоторые данные, характеризующие эти приборы.

Таблица 36

Объективы	Область спектра в мкм	Осевая длина спектра в мм	Диаметр объективов в мм	Диаметр экрана в мм	Длина прибора в мм
Двухлинзовый из NaCl, LiF . . .	200—400	62	50	30	450
Двухлинзовый из кварца . . . .	200—400	20	50	30	350
Двухлинзовый из ТФ5 и К8 . . .	400—750	19	70	50	360

В табл. 37 сопоставлена полуширина спектральных пучков, выделяемых этими приборами в различных участках ультрафиолетового и видимого спектров.

Девин [8] предложил автоколлимационную систему фокального монохроматора. Особенности этого устройства видны из рис. 117. Система представляет собою сочетание вогнутой линзы с вогнутым зеркалом. Центры и радиусы кривизны преломляющей и отражающей поверхностей обозначены через  $c_1$  и  $c_2$ ,  $r$  и  $R$  соответственно. Расстояние между центрами равно

$$c_1 c_2 = \frac{r}{n}. \quad (8.17)$$

Таблица 37

 $(\lambda$  и  $\Delta\lambda$  в  $\mu\text{м}$ )

Монохроматор с объективами из NaCl и LiF и диаметром отверстия 0,5 $\mu\text{м}$		Монохроматор с объективами из кварца и диаметром отверстия 0,3 $\mu\text{м}$		Монохроматор с объективами из стекла и диаметром отверстия 0,3 $\mu\text{м}$	
$\lambda$	$\frac{\Delta\lambda}{2}$	$\lambda$	$\frac{\Delta\lambda}{2}$	$\lambda$	$\frac{\Delta\lambda}{2}$
200	1,5	200	2,6	400	4,5
225	2,4	220	3,0	450	7
250	3,9	260	5,5	500	10
275	5,2	300	9,0	550	13,5
300	7,2	320	11,5	600	18,0
325	10,0	360	16,0	650	23
350	14,0	400	23,0	700	29
400	20,5			750	36

Допустим, что из щели  $F$  идет сложный луч. В точке падения луч преломляется и распадается на элементарные монохроматические лучи. Среди всей совокупности лучей найдется такой, который, преломившись в линзе, упадет на зеркало нормально и, отразившись, пойдет обратно по тому же пути в точку  $F'$ . Если рядом с входной щелью поместить выходную щель  $F'$ , а систему соответственно наклонить, то такое устройство будет представлять собою авто-

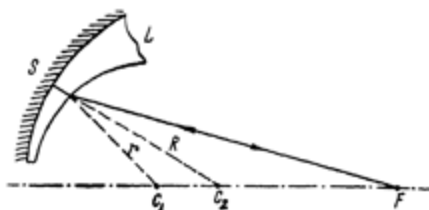


Рис. 117. Оптическая схема автоколлимационного фокального монохроматора.

коллимационный фокальный монохроматор. Для перехода от одной области спектра к другой необходимо перемещать оптическую систему параллельно самой себе вдоль оптической оси. В отличие от ранее рассмотренного случая в этой системе длинноволновый участок спектра будет располагаться ближе к оптической системе, чем коротковолновый.

На рис. 118 изображена схема двойного фокального монохроматора. Системы  $L_1$  и  $L_2$  суть две полулинзы с отражающими поверхностями; прямые  $c_1C_1F_1$  и  $c_2C_2F_2$  — их оптические оси и  $F'$  и  $F''$  — входная и выходная щели. Системы  $L_1$  и  $L_2$  дают спектральное изображение соответствующих щелей на линии  $AA$ , совпадающей с осью симметрии монохроматора. Средняя щель  $F$  представляет собою зазор между

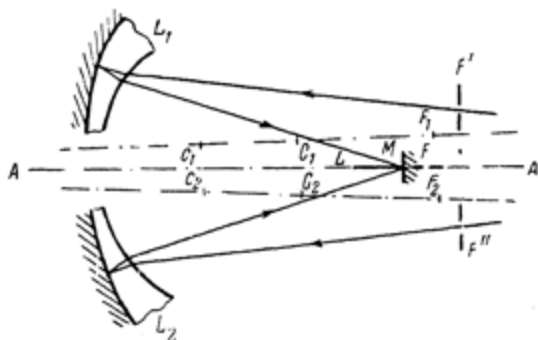


Рис. 118. Оптическая схема двойного фокального монохроматора.

экраном  $L$  и зеркалом  $M$ . Перемещая эту щель вдоль оси  $AA$ , можно получать на выходной щели различные спектральные участки.

Немецкие авторы [9] сконструировали фокальный монохроматор, схема которого изображена на рис. 119.

Особенностью этого прибора является то, что он представляет комбинацию стеклянных и жидкостных линз. В смесь сероуглерода с бензолом погружены шесть двояковыпуклых линз. Жидкость и линзы заключены в трубку, закрытую с обоих концов плоскопараллельными пластинками. Жидкостная смесь подобрана так, что для некоторой длины волны в близкой ультрафиолетовой области показатели преломления смеси и стекла одинаковы. В видимой области кривые дисперсии расходятся, поэтому такая комбинация будет вести себя как положительная хроматическая линза. Как видно из рисунка, свет поступает через отверстие  $F$  на ахроматический объектив, от которого параллельным пучком падает на объектив фокального монохроматора и проходит через его верхнюю

половину. Разложенный пучок фокусируется в каком-то участке спектра на отверстие  $F'$ , за которым помещено зеркало. Отражаясь от зеркала, пучок проходит нижнюю половину объектива фокального монохроматора, поворачивается призмой на  $90^\circ$  и фокусируется вторым ахроматическим объекти-

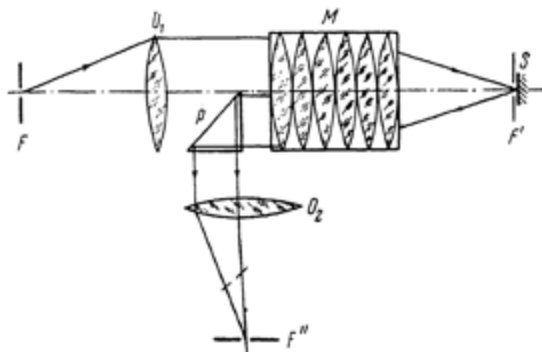


Рис. 119. Оптическая схема двойного фокального монохроматора с системой стеклянных и жидкостных линз.

вом на отверстие  $F''$ . Таким образом, пучок проходит через монохроматор дважды и, следовательно, испытывает двойное

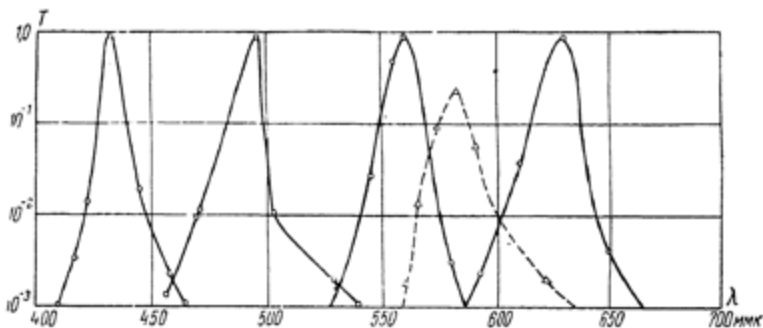


Рис. 120. Кривые спектрального пропускания двойного фокального монохроматора с системой линз.

спектральное разложение. Переход от одной части спектра к другой осуществляется перемещением отверстия  $F'$  вдоль оптической оси.

О ширине спектральных полос, выделяемых прибором, можно судить по рис. 120, на котором приведены кривые пропускания прибора при различных длинах волн. Там же для сравнения приведена кривая пропускания интерференционного светофильтра (пунктирная).

Сопоставляя этот фокальный монохроматор с рассмотренными ранее, следует сказать, что по своей конструкции он значительно более сложен, вследствие чего стоимость его должна быть не ниже стоимости обычного призмного монохроматора. Что же касается спектральной ширины выделяемых им пучков, то она не меньше той, которая указана в табл. 37. Кроме того, такой монохроматор весьма чувствителен к температуре, а именно: при изменении температуры на  $1^\circ$  максимум пропускания его сдвигается приблизительно на 5 мкм.

Из всего изложенного можно сделать вывод, что по монохроматизационной способности фокальный монохроматор занимает промежуточное положение между призмными приборами и светофильтрами: выделяемые им спектральные полосы шире, чем в призмном монохроматоре, но значительно уже, чем в абсорбционных светофильтрах. В целом ряде случаев, когда не требуется высокой степени монохроматизации, например, при концентрационном анализе, при фотохимических исследованиях, для возбуждения люминесценции и др., фокальные монохроматоры могут найти применение и заменить дорогостоящие призмные приборы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lenard P. Ann. d. Phys. (4) 1, 486 (1900).
2. Rubens H. u. Wood R. W. Phil. Mag. 21, 249 (1911).
3. Тихов Г. А. Изв. Ак. Наук (1916).
4. Теренин А. Н. Труды ГОИ 4, вып. 32 (1925).
5. Forbes J. S., Hei'yt L. J. a. Sponer L. W. Rev. Sci. Instr. 5, 253 (1934).
6. Duncan A. B. Rev. Sci. Instr. 11, 260 (1940).
7. Топорец А. С. ЖТФ 20, 825 (1950).
8. Desvignes F. Revue d'Optique 27, 439 (1948).
9. Heisler M., Schmelger u. Schumann K. Zs. f. Naturforschung 6a, 513 (1951).

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аберрации наклонных пучков** 88  
— осевые 82  
— полевые 82  
— хроматические 82, 97  
**Аберрация волновая** 106  
— сферическая 83, 92, 105, 115, 167  
**Астигматизм** 94  
— зеркала 112  
**Астигматическая разность** 96, 113  
**Астигматический пучок лучей** 96  
**Асферические линзы** 108
- Вадсворта система** 68  
**Вариоаллюминатор** 218  
**Виньетирование** 155, 219, 231  
**Волновое число** 9  
**Вращение плоскости поляризации** 36  
**Вторичный спектр** 104
- Гауссова плоскость** 83, 113  
**Гомоцентрический пучок** 81  
**Градуировка шкалы длин волн монохроматора** 211
- Двойное лучепреломление** 33  
**Дисперсия вещества** 63  
— линейная 192  
— угловая 59  
— продольная 250  
**Дифракционное изображение точки** 99  
— щели 124  
**Допуски на изготовление оптических систем** 116
- Зеркало параболическое со смещенной осью** 116, 233  
— сферическое 80
- Идеальная оптическая система** 81  
**Инвариант Аббе** 79  
**Искавление изображения щели призмой** 146, 165
- Кварц** 31  
**Коллиматор входной и выходной** 159  
**Кома** 82, 92, 110  
**Коэффициент виньетирования** 219  
— дисперсии 26  
— отражения алюминия 52  
— золота 50  
— платины 53  
— серебра 50  
— пропускания монохроматора 173  
— призмы 64
- Кривизна изображения** 97  
**Кристаллы щелочно-галогидных солей** 42  
**Критерий Релея для допустимых волновых аберраций** 105, 110, 116  
— — — разрешения двух близких линий 131  
**Кроны** 21  
**Кружок наименьшего рассеяния** 84
- Линза с наименьшей сферической аберрацией** 87
- Меридиональная плоскость** 90  
**Меридиональное изображение точки** 95  
— увеличение призмы 149  
**Меридиональные пучки** 94  
**Мертвый ход механизма вращения призмы** 203  
**Механизм для поворота призмы** 201  
— для фокусировки объективов 204  
**Многопризменные системы** 75  
**Монохроматический поток** 138  
— свет 10  
**Монохроматор автоколлимационный** 184, 186  
— двойной автоколлимационный 239  
— — — зеркальный с внеосевыми параболическими зеркалами 233  
— — — с минимальным астигматизмом 236  
— — с автоматической фокусировкой 237  
— — с вычитанием дисперсий призм 217  
— — с перемещающейся средней щелью 228  
— — со сложением дисперсий призм 217  
— — фокальный 260  
— многопризменный 192  
— многолинзовый фокальный 261  
— многощелевой 240  
— с многократным разложением 194  
— с призмой постоянного угла отклонения 188  
— с системой Вадсворта 190  
— фокальный 246  
**Мощность пучков, выделяемых монохроматором при линейчатом спектре** 177  
— — — — — сплошном спектре 178
- Нецентрированная отражающая система** 110  
**Нормальная ширина щели** 130



- Области применения различных оптических материалов 21  
 Однородность оптического стекла 26  
 Оптическое стекло 21  
 Освещенность в дифракционном изображении точки 100  
 — — — — шели 125  
 Освещенность в плоскости выходной щели в случае линейчатого спектра 140  
 — — — — сплошного спектра 143  
 Освещение щели спектрального прибора непосредственно светом источника 150  
 — при помощи осветительной системы 152  
 Отражение на гранях призмы 62
- Поглошение света в призме 62  
 Потери света в призме 63  
 Полуширина спектральной линии естественная 10  
 Предельная спектральная ширина пучка 171  
 Преломление монохроматического луча в призме 56  
 Преломляющий угол призмы 57  
 — — линзы 248  
 Призма Корню 73  
 — постоянного угла отклонения 66  
 — прямого видения 65  
 — Резерфорда 65  
 — Феге 73  
 Призмный столик 201  
 Проверка механизма раскрытия щели 206  
 — параллельности щелей друг другу 207  
 — — — — преломляющему ребру призмы 207  
 — фокусирующей шкалы 209  
 Проветвление оптики 29
- Радиус дифракционного кружка 102  
 Разрешающая способность спектрального прибора 130  
 Распределение мощности пучка по длинам волн при одинаковых щелях 180  
 — — — — при разных щелях 182
- Распределение энергии по выходной щели двойного монохроматора 223  
 Рассеянный свет 216
- Сагиттальная плоскость  $90^\circ$   
 Сагитальное изображение точки 95  
 Сагитальные пучки 94  
 Спектральная ширина пучков, выделенных простым монохроматором 163  
 — — — — двойным монохроматором 220  
 — — — — фокальным монохроматором 251  
 Способы монохроматизации света 13  
 Сравнение мощности пучков, выделенных двойными монохроматорами двух основных типов 222, 223  
 Степень монохроматизации света 12  
 Схема механизма раскрытия щелей в двойном монохроматоре 229
- Увеличение спектрального прибора 136  
 Угловая протяженность спектра 63  
 Угол наименьшего отклонения 56  
 Условие для получения максимальной мощности выделенного монохроматором пучка 179  
 Устойчивость стекла химическая 28
- Флинты 21  
 Флюорит 39  
 Формула Гартмана 26  
 — Пашена 61  
 — Рубенса 61  
 Фраунгоферовы линии 25
- Хроматизм положения изображения 98  
 — увеличения 99
- Центрированные отражающие системы 109
- Щели 196  
 Щель, выделяющая спектральный интервал постоянной ширины 203  
 — образованная зеркалом и ножом 229
- Юстировка источника света 205  
 — осветительной системы 206