

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

МОНОХРОМАТОРЫ

А. С. Топорец

ВВЕДЕНИЕ

Излучение источников света обычно состоит из более или менее широкого спектра частот, и задача монохроматизации заключается в том, чтобы выделить из данного спектра излучения некоторый интервал конечной ширины.

Понятие «монохроматический свет» нуждается в пояснении, так как содержание, которое вкладывает в это понятие экспериментальная практика, значительно обширнее того, что следует из теоретического определения.

Монохроматический свет в строгом теоретическом понимании сопоставляется с колебаниями одной частоты и бесконечной длительности. В действительности, как показывает опыт, все известные излучения не содержат ни того, ни другого признака. Причины лежат в свойствах самого вещества, излучающего свет.

С точки зрения квантовой теории для возникновения строго монохроматического излучения необходимо, чтобы уровни энергии, между которыми осуществляется переход, сопровождающийся излучением, были идеально узкими; однако даже в случае уединённого, не подверженного внешним воздействиям атома энергетические уровни имеют ширину, отличную от нуля, и излучение атома за некоторый промежуток времени будет размыто в некоторых пределах $\Delta\lambda$.

Обычно приписывают линии естественную полуширину, которая представляет собою спектральный интервал (расположенный вправо и влево от максимума), на границах которого интенсивность линии равна половине интенсивности в максимуме. Классическая оптика даёт для этой величины выражение

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

Эта величина и могла бы считаться предельной для ширины спектрального интервала. Однако имеются еще и другие причины, влияющие на ширину спектральной линии и определяемые условиями существования излучающего вещества. Во-первых, контур линии размывается за счет эффекта Допплера, во-вторых, этому же способствует взаимодействие излучающих атомов, приводящее к некоторой неопределенности положения уровней энергии атома, т. е. к расширению линии.

Таким образом, излучение не может быть монохроматическим в строгом смысле этого слова по самой своей природе. Экспериментально наблюдаемые линии имеют полуширину порядка $10^{-2} \text{ \AA} - 10^{-1} \text{ \AA}$. Эти значения и следует рассматривать как низший предел возможной монохроматизации света.

Поскольку под монохроматическим светом понимаются световые волны с частотами, лежащими в интервале частот конечной ширины, возникает необходимость ввести меру монохроматичности света, которая позволяла бы количественно характеризовать спектральную чистоту 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, для монохроматоров не применимо. Ширина спектрального интервала, выраженная в частотах или в длинах волн, также не может характеризовать степень монохроматичности света, так как, будучи одинаковой по абсолютной величине, эта ширина в разных участках спектра будет иметь различное относительное значение. Поэтому 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

$$\mu = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda} = \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}. \quad (1)$$

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

Если измерять спектральный интервал в частотах, то введенная нами величина μ выразится так

$$\mu = \ln \frac{\nu_1}{\nu_2}. \quad (2)$$

Из сопоставления (1) и (2) видно, что и по шкале частот ν имеет такое же выражение, как и по шкале длин волн.

Итак, за меру монохроматичности света будем принимать логарифм отношения двух длин волн (или частот), условно ограничивающих данный спектральный интервал.

Получение монохроматических пучков осуществляется различными способами. Все они основаны на взаимодействии света и вещества и могут быть охвачены следующими известными явлениями: а) дисперсия, б) диффракция, в) интерференция, г) селективное поглощение, д) селективное отражение. Все эти способы и используются для монохроматизации света, однако эффективность и распространённость их далеко не одинаковы. Так, диффракционные спектральные приборы по ряду причин не имеют пока широкого распространения, хотя и обладают высокой разрешающей способностью. Явление интерференции используется в настоящее время в так называемых интерференционных светофильтрах, позволяющих выделять сравнительно узкие спектральные участки. Стеклопленочные и желатиновые фильтры с селективным пропусканием (поглощением) находят широкое применение в тех случаях, когда не требуются очень узкие спектральные интервалы, например, в абсорбционных установках.

Наконец, значительно более совершенными и получившими большое распространение являются приборы, основанные на дисперсии света веществом. Это так называемые монохроматоры.

В таблице I сопоставлены различные способы получения монохроматического света по их монохроматизационной способности, которая выражена через введённую ранее величину μ .

Из таблицы видно, что монохроматоры стоят на втором месте. Эти приборы позволяют решать целый ряд важных задач, из которых можно указать на следующие:

а) абсолютные измерения спектрального распределения энергии излучения источников света;

б) измерение спектральной чувствительности приёмников лучистой энергии;

в) определение коэффициентов пропускания, отражения и рассеяния;

Таблица I

	μ
1. Приборы высокой разрешающей силы...	до 10^{-6}
2. Монохроматоры призмённые	$10^{-4} - 10^{-3}$
3. Монохроматоры фокальные	$10^{-2} - 10^{-1}$
4. Фильтры интерференционные	$10^{-2} - 10^{-1}$
5. Фильтры с селективным пропусканием	10^{-1}

- г) возбуждение люминесценции;
- д) фотохимические исследования;
- е) фотоэлектрические исследования.

Несомненно, что в будущей спектроскопии, в связи с успешным развитием фотоэлектрических методов регистрации слабых световых потоков, монохроматоры будут играть не менее важную роль, чем спектрографы.

В связи с быстрым развитием спектрофотометрических методов анализа в самых различных областях науки и техники монохроматоры приобретают всё большее распространение как неотъемлемая составная часть любого спектрофотометра. Между тем специального описания монохроматоров не существует. Настоящий обзор имеет целью восполнить этот пробел и является попыткой систематизации материала, опубликованного главным образом в журнальной литературе.

1. ПРОСТЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ

Назначение монохроматора — преобразовать пучок белого света в прерывную или непрерывную последовательность пространственно разделённых монохроматических лучей и выделить из этой последовательности некоторый спектральный интервал. Пространственное разделение монохроматических пучков и возможность непрерывного перехода от интервала к интервалу существенно отличает монохроматор от различного рода фильтров. В последних совокупность частот, ограниченная полосой пропускания фильтра, одинакова для всех точек сечения пучка, иначе говоря, в каждой точке этого сечения можно встретить все частоты данной ограниченной спектральной последовательности, тогда как в пучке, выходящем из монохроматора, различные частоты пространственно разделены. Некоторое перекрытие соседними частотами друг друга имеет место и в этом случае вследствие того, что всегда приходится иметь дело с пучками конечной ширины и несовершенными оптическими системами, однако при допустимо узких щелях и исправленной оптической системе наложение одних частот на другие может быть сделано незначительным.

Для получения чистого спектра необходимо, чтобы углы входа, как и углы выхода из призмы всей совокупности лучей, образующих данный монохроматический пучок, были одинаковы. Для призмы с плоскими гранями это условие может быть выполнено, если падающие на грань призмы лучи будут параллельными. Поэтому составной частью спектрального прибора, в нашем случае монохроматора, является система линз или зеркал — проекционная система, — назначение которой обеспечить правильный ход лучей в приборе.

Простейшая оптическая схема монохроматора такова: входная щель, линза (или зеркало), призма, линза (зеркало), выходная щель (рис. 12). Входная щель ограничивает входящий пучок, первая линза делает пучок параллельным, призма диспергирует белый пучок на монохроматические составляющие, вторая линза собирает эти пучки в плоскости выходной щели, образуя спектр, из которого выходная щель вырезает узкий спектральный интервал.

Таким образом, в монохроматоре можно различать две системы: диспергирующую (призма) и проекционную (линзы, зеркало). В большинстве спектральных приборов эти две системы разделены, однако известны и такие приборы, в которых обе функции — диспергирование и проекция пучков — выполняются одной системой (ср. III).

Проекционная система

Проекционная система может быть диоптрической и катоптрической. В первом случае имеют дело с линзами, простыми и сложными, во втором — с зеркалами. Существует целый ряд моделей монохроматоров, в которых применяются простые линзы, но, как известно, они обладают рядом недостатков, например, сферической и хроматической аберрациями. Все эти недостатки вызывают расширение спектрального интервала, т. е. ухудшают степень монохроматизации света. Поэтому в лучших моделях применяют сложные объективы, состоящие из двух или даже трёх компонент, исправленные в отношении одного или двух указанных недостатков. Следует заметить, что и применение исправленных систем не является радикальным решением вопроса, так как практически исправление удаётся осуществить для сравнительно ограниченного участка спектра. Поэтому так называемые ахроматы и даже апохроматы оправдывают своё название только в сравнительно узкой спектральной области¹. За пределами этой области они так же, как и простые линзы, нуждаются в дополнительной фокусировке.

В последнее время стали применяться линзы с асферическими поверхностями, свободные от сферической аберрации. Преимущества таких линз перед исправленными сложными в том, что затрачивается меньшее количество материала и уменьшаются потери света в приборе, так как уменьшается толщина линз и количество отражающих поверхностей.

Конечно, такие линзы не свободны от хроматической аберрации и требуют также специальной фокусировки при установке прибора на каждую длину волны.

Катоптрическая система выгодно отличается от диоптрической тем, что она не имеет хроматической аберрации, благодаря чему одна и та же проекционная система может применяться в более

широком диапазоне длин волн, чем в случае диоптрической системы. Так, в инфракрасной области зеркала завоевали монопольное право и вряд ли когда-нибудь его потеряют. Вместе с тем нужно указать, что в приборах с катоптрическими системами всегда приходится иметь дело с косыми пучками, а это сопряжено с появлением астигматизма и комы. Другой недостаток этих систем — недостаточный коэффициент отражения.

В видимой области спектра, где этот коэффициент может достигать значений 0,9 и даже больше, зеркала в отношении потерь света не уступают линзам, но в ультрафиолетовой области некоторое преимущество в этом отношении на стороне линз. Имеющиеся литературные указания относительно получения слоёв с высоким коэффициентом отражения² позволяют надеяться на получение катоптрических систем, мало уступающих диоптрическим системам и в ультрафиолетовой области. Опыт постройки приборов с катоптрической системой показывает, что применение этих систем может быть распространено по крайней мере до 200 $m\mu$ ¹⁹.

Из этого краткого сопоставления диоптрической и катоптрической систем можно заключить, что будущие монохроматоры должны строиться либо с асферической оптикой и автоматической фокусировкой, либо с зеркальной оптикой. В связи с этим встают две задачи: 1) налаживание производства ретушированных линз и зеркал и 2) отыскание способов и покрытий для получения зеркал с высоким коэффициентом отражения.

Диспергирующая система

Основная деталь монохроматора — призма — выполняет важную функцию — разлагает падающий на неё белый пучок на монохроматические.

Угловая дисперсия призмы выражается формулой

$$\frac{dD}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3)$$

Здесь D — угол отклонения луча, A — преломляющий угол призмы, n — показатель преломления вещества, из которого сделана призма³. Из выражения (3) видно, что для получения большой угловой дисперсии надо пользоваться призмой с большим преломляющим углом и большой дисперсией вещества $\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)$.

Таким образом, материалы, из которых изготавливаются призмы, должны быть прозрачны в интересующей области спектра и обладать большой дисперсией. Эти два требования трудно одновременно удовлетворить вследствие того, что, как правило, кривая дисперсии имеет большую крутизну в той части спектра, которая

начинает заметно поглощаться и, наоборот, в области наибольшей прозрачности дисперсия незначительна. Обычно для различных участков спектра применяют призмы из разных материалов. Так, для видимой и близкой инфракрасной области применяют различные сорта стёкол, в ультрафиолетовой и инфракрасной — кварц (кристаллический и плавленый), флюорит и кристаллы из щёлочно-галогидных солей (LiF , NaF , NaCl , KCl , KBr). Последние в настоящее время выращиваются искусственно^{4,5}. На рис. 1 и 2 приведены кривые дисперсии этих веществ. Из этих кривых видно, что некоторые кристаллы щёлочно-галогидных солей имеют в ультрафиолетовой области дисперсию, в несколько раз превосходящую таковую у кварца и флюорита. Названные кристаллы имеют перед кварцем ещё и то преимущество, что они изотропны. Однако имеется одно существенное обстоятельство, ограничивающее пока широкое применение кристаллов щёлочно-галогидных солей: большая часть их гигроскопична; исключение составляют лишь фтористый литий и фтористый натрий. В связи с этим возникает вопрос о защите. Попытки посадки на оптический контакт на рабочие грани призмы тонких кварцевых пластинок по ряду причин не решили вопроса защиты. Решение должно быть, по-видимому, в отыскании тонких прозрачных плёнок, непроницаемых для влаги и достаточно прочных. Благоприятные оптические свойства этих кристаллов, весьма расширяющие возможности приборо-

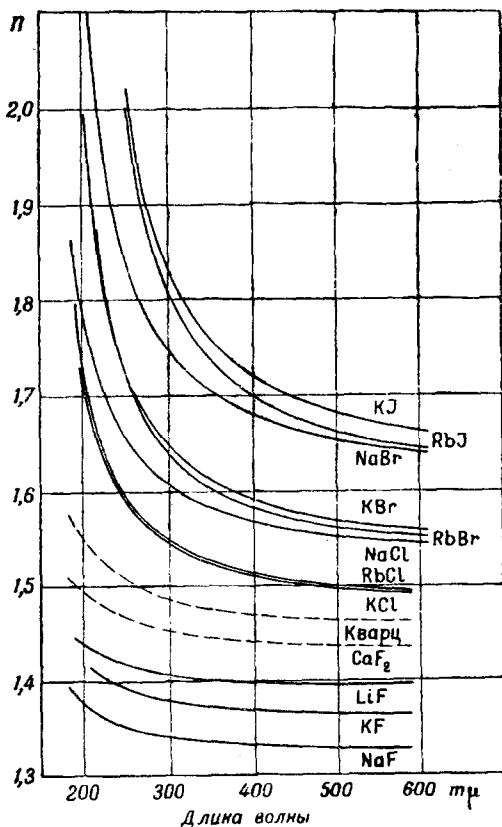


Рис. 1. Кривые дисперсии различных веществ в ультрафиолетовой и видимой областях спектра.

фтористый литий и фтористый натрий. В связи с этим возникает вопрос о защите. Попытки посадки на оптический контакт на рабочие грани призмы тонких кварцевых пластинок по ряду причин не решили вопроса защиты. Решение должно быть, по-видимому, в отыскании тонких прозрачных плёнок, непроницаемых для влаги и достаточно прочных. Благоприятные оптические свойства этих кристаллов, весьма расширяющие возможности приборо-

строения, — прозрачность в широком спектральном диапазоне, большая дисперсия и разнообразие показателей преломления — должны послужить стимулом для скорейшего решения вопроса защиты.

Наиболее распространены призмы с преломляющим углом в 60° . Призмы с большим преломляющим углом не употребляются по той причине, что это сопряжено с увеличением потерь на отражение и с уменьшением сечения пучка, т. е. уменьшением светосилы.

Кроме обычных трёхгранных призм с преломляющим углом в 60° и 30° в монохроматорах применяются призма постоянного отклонения и призма Фери. Призма постоянного отклонения состоит из двух 30° -градусных призм, приклеенных к катетным граням прямоугольной призмы (рис. 3). В минимуме отклонения она изме-

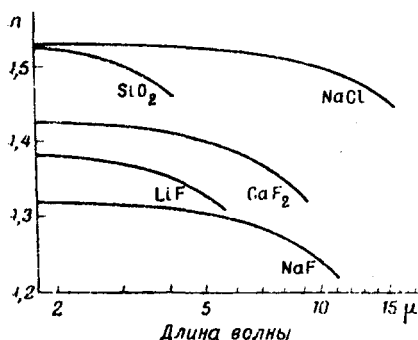


Рис. 2. Кривые дисперсии некоторых веществ в инфракрасной области спектра.

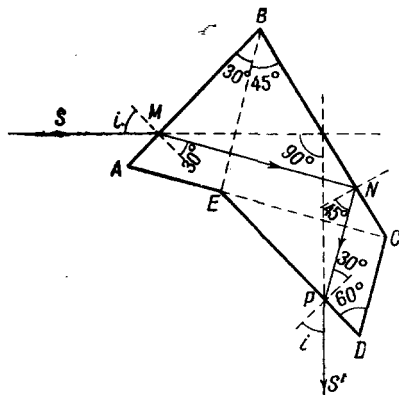


Рис. 3. Призма постоянного отклонения.

няет направление выходящего луча по отношению к падающему на 90° независимо от коэффициента преломления, вследствие чего она и получила своё название. Вошедший в такую призму луч, пройдя через первую преломляющую призму в минимуме отклонения, полностью отражается от задней грани призмы и проходит вторую призму также в минимуме отклонения. Углы входа и выхода луча из призмы равны, откуда и следует, что угол отклонения луча равен 90° .

Стекланные призмы этого типа нередко изготавливаются из одного куска с углами в 60° , 90° , 75° и 135° .

При изготовлении призм из кварца приходится принимать во внимание наличие в кварце двойного лучепреломления. Для устранения вредного действия двойного лучепреломления призма вырезается из кристалла кварца таким образом, чтобы оптическая

ось лежала в главном сечении призмы параллельно её основанию. Тогда лучи, проходящие через призму под углом наименьшего отклонения, не дают двойного лучепреломления. Кварц обнаруживает ещё вращение плоскости поляризации. Чтобы избежать связанного с этим явления раздвоения линий, призму делают из двух равных половин правовращающего и левовращающего кварца (рис. 4). Призмы постоянного отклонения делаются из кварца сравнительно редко.

Призма Фери⁶ представляет собою сочетание вогнутого зеркала с призмой, у которой обе рабочие грани искривлены (рис. 5).

Пусть R есть радиус кривизны входной поверхности призмы $MPQN$. Поместим щель в точку C , выбранную так, что лучи,

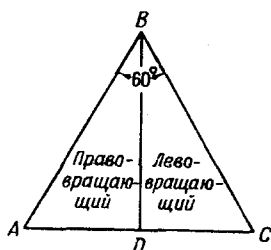


Рис. 4. Призма из кварца.

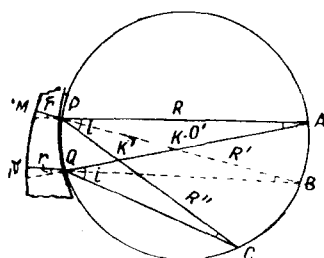


Рис. 5. Призма Фери.

выходящие из неё и попадающие в точки P и Q поверхности призмы, образуют с R одинаковые углы i .

После преломления лучи различных длин волн попадают на вторую, зеркальную поверхность под разными углами, лежащими в пределах полной угловой дисперсии призмы. Для какой-то длины волны этот угол будет таков, что лучи упадут на заднюю поверхность призмы по нормали. Легко видеть, что, выйдя из призмы, эти лучи соберутся все в точке C как в фокусе. Лучи других длин волн будут иметь фокусы в точках, соседних с C . Если продолжить преломленные в точках P и Q лучи до пересечения, то точка B будет являться центром кривизны задней поверхности призмы. Можно доказать, что все упомянутые точки P , Q , A , B и C лежат на одной окружности, радиус которой равен $\frac{R}{2}$, и которая является фокальной линией.

Особенностью призмы Фери является то, что она выполняет обе функции — диспергирование и проекцию пучков — и не нуждается в проекционной системе. Однако она обладает астигматизмом, т. е. растягивает точечное изображение на щели в вертикальную линию.

Спектральный интервал

Основные требования, которые должны быть предъявлены к монохроматору, суть следующие:

- а) большая степень монохроматизации света,
- б) большая мощность выходящего из прибора светового потока,
- в) постоянство геометрии пучка, проходящего через прибор.

Первые два требования взаимно исключают друг друга: увеличение степени монохроматизации неизбежно сопряжено с уменьшением мощности монохроматического светового потока и наоборот. Поэтому при выборе конструкции прибора приходится сообразоваться с его назначением.

Так, от монохроматора, предназначенного для измерительных целей, прежде всего требуется достаточная степень монохроматизации, что же касается мощности светового потока, то при современных возможностях регистрации слабых световых потоков это требование уже не играет такой роли, какую оно играло ещё несколько лет тому назад. Теперь уже для большинства задач нет острой необходимости строить приборы с большой светосилой из-за недостаточной чувствительности приёмников энергии.

Напротив, можно ожидать, что монохроматоры, предназначенные для исследования узких спектральных линий, будут строиться небольшой светосилы с тем, чтобы лучше удовлетворить первому из поставленных требований.

Приборы, предназначенные для изучения весьма слабых излучений или для получения мощных монохроматических пучков, какие требуются, например, для фотохимических и люминесцентных целей, не могут выделять узких спектральных полос. Только в сочетании с мощными источниками линейчатого излучения с редко расположенными линиями такие монохроматоры могут удовлетворить обоим поставленным требованиям.

Третье требование, постоянство геометрии пучков, особенно существенно для приборов, предназначенных для абсолютных измерений энергии. Поэтому в этих приборах должно быть обращено особенное внимание как на совершенство оптики, так и на качество механической системы, обуславливающей перемещение отдельных элементов прибора (вращение призмы, перемещение щели, фокусировка линз).

Рассмотрим, от каких конструктивных элементов зависит ширина спектрального интервала, выделяемого прибором при данной ширине щелей.

Линейная дисперсия прибора, имеющего фокусное расстояние второго коллиматора f , может быть найдена по формуле:

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{dD}{d\lambda} \cdot f = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} f. \quad (4)$$

Отсюда спектральный интервал

$$\Delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \frac{d\lambda}{dn} \frac{1}{f} \Delta l. \quad (5)$$

Если входная щель имеет ширину a , то при увеличении, равном единице, в каждую точку спектра, лежащего в плоскости второй щели, попадёт излучение с длинами волн, лежащими в интервале:

$$\Delta\lambda_1 = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \frac{d\lambda}{dn} \frac{a}{f}. \quad (5a)$$

Но так как выходная щель имеет ширину a' , то выходящий из прибора монохроматический пучок будет иметь спектральную ширину

$$\Delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \frac{d\lambda}{dn} \frac{1}{f} (a + a'). \quad (6)$$

Такова ширина спектрального интервала при щелях конечной ширины в случае идеальной оптики. Но вследствие того, что даже в приборах с исправленной проекционной системой имеют место aberrации, изображение каждой точки входной щели будет в действительности размыто. Если сферическая aberrация даёт кружок рассеяния диаметром b , а искривление линий вследствие астигматизма и дисторсии характеризуется при данной высоте щели стрелой прогиба c , то действительная ширина спектрального интервала определится формулой:

$$\Delta\lambda = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \frac{d\lambda}{dn} \frac{1}{f} (a + a' + b + c). \quad (7)$$

Влияние aberrаций на ширину спектрального интервала иллюстрируется рис. 6. Прямоугольный контур даёт распределение энергии и ширину спектрального интервала, подсчитанную теоретически по формуле (6), кривая — те же величины, определённые экспериментально при помощи линейной термопары для щели шириной в 0,3 мм. Из рисунка можно заключить, что для исследованного прибора aberrационное пятно имеет диаметр около 0,3 мм.

Таким образом, ширина спектрального интервала пропорциональна ширине щелей и величине aberrаций и обратно пропор-

циональна дисперсии вещества $\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)$ и фокусному расстоянию объектива второго коллиматора. Используя призмы с большой дисперсией, а также длиннофокусные объективы, можно получать достаточно узкие спектральные интервалы. Того же результата можно добиться уменьшением щелей, однако на этом пути в случае линейчатого спектра существует предел, ниже которого идти нецелесообразно. Ширина входной щели не должна быть меньше диаметра абберационного пятна *). Легко видеть, что при $a \leq b + c$ ширина спектрального интервала с уменьшением входной щели практически не уменьшается, яркость же монохроматического пучка сильно падает⁷. Это можно видеть из рис. 7, на котором

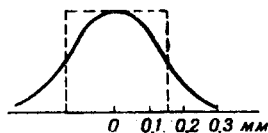


Рис. 6. Влияние aberrаций на ширину спектрального интервала.

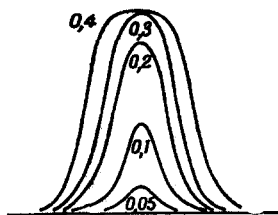


Рис. 7. Изменение яркости пучка при изменении ширины щели.

изображено изменение яркости монохроматической линии ($\lambda = 546 \text{ м}\mu$) при изменении ширины щели. При увеличении щели от 0,05 мм яркость растёт и при 0,3—0,4 мм достигает максимума. Дальнейшее увеличение щели выше значений $a' = a + b + c$ не изменяет яркости, а только меняет величину потока. Этот существенный факт следует всегда иметь в виду при пользовании монохроматором с линейчатым источником света. В рассмотренном примере не следует делать щель меньше 0,3 мм.

Несколько иначе обстоит дело при пользовании источниками сплошного спектра. В этом случае, даже при ширине щели, меньшей диаметра абберационного пятна, можно получить на выходной щели равномерную яркость. В самом деле, спектральный интервал шириной $\Delta\lambda$ разлагается на выходной щели на ширину $a + b$; при этом на краях щели будет иметь место наложение размытых соседних участков спектра. В результате яркость по всей ширине выходной щели не будет отличаться от теоретической, но пострадает чистота спектра. «Загрязнение» спектра от aberrаций будет определяться величиной $(b + c) \frac{d\lambda}{d\lambda}$. Даже при очень узких щелях, когда $a \ll b + c$ ширина спектрального

*) При идеальной оптике минимальная ширина щели определяется критерием Релея⁸.

(Фокусное расстояние — 500 мм, ширина щелей — 0,1 мм)

Т а б л и ц а II

λ (мμ)	Кварц		NaCl		ТФ-3		ТФ-5	
	$\frac{dn}{d\lambda} (m\mu^{-1})$	$\Delta\lambda$ (мμ)	$\frac{dn}{d\lambda} (m\mu^{-1})$	$\Delta\lambda$ (мμ)	$\frac{dn}{d\lambda} (m\mu^{-1})$	$\Delta\lambda$ (мμ)	$\frac{dn}{d\lambda} (m\mu^{-1})$	$\Delta\lambda$ (мμ)
200	$125 \cdot 10^{-5}$	0,18	$500 \cdot 10^{-5}$	0,035				
250	62	0,38	140	0,16				
300	33	0,74	70	0,34				
350	19	1,3	35	0,69				
400	$125 \cdot 10^{-6}$	2,0	$230 \cdot 10^{-6}$	1,1	$520 \cdot 10^{-6}$	0,38	$550 \cdot 10^{-6}$	0,3
500	62	4,0	120	2,1	220	0,90	260	0,72
600	37	6,8	70	4,0	120	1,7	150	1,2
700	27	9,7	37	6,8	80	2,6	80	2,4
800	20	12,8	25	10,2	50	4,2	54	3,6
1000	14	18,0	15	17,0	25	8,4	32	6,6

интервала не может быть получена меньше определённой величины, а именно:

$$\Delta\lambda_{\min} = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}} \frac{d\lambda}{dn} \frac{1}{f} (b + c). \quad (8)$$

В таблице II приведены значения дисперсии различных веществ и вычисленные ширины спектрального интервала для монохроматоров с призмами (60°) из этих веществ. Из таблицы видно, что у NaCl дисперсия в ультрафиолетовой области в среднем в два раза больше, чем у кварца. Следовательно, каменная соль в смысле дисперсии значительно выгоднее кварца и не только в ультрафиолетовой, но и в видимой области спектра. То же самое следует сказать и о стёклах (ТФ-3 и ТФ-5), у которых дисперсия в видимой и близкой инфракрасной областях спектра превосходит дисперсию кварца в три-четыре раза³³. Отсюда видно, что применение кварцевых призм в приборах, рассчитанных на широкую область спектра (например, от 0,2 до 2 μ), нецелесообразно: степень монохроматизации на краях спектральной области отличается на два порядка.

Монохроматический поток и пропускание монохроматора

Коэффициент пропускания является весьма важной характеристикой монохроматора, так как при данной мощности источника света величина выходящего из прибора монохроматического потока, имеющего определённую спектральную ширину $\Delta\lambda$, будет зависеть от оптических свойств конструктивных элементов прибора. Ослабление светового потока в монохроматоре будет обуславливаться отражением и рассеянием на поверхностях оптической системы, поглощением внутри отдельных элементов (линз и призм) и виньетированием.

Коэффициент пропускания монохроматического потока с предельно узкой спектральной шириной определяется как отношение потока, выходящего из прибора, к потоку, входящему в прибор, т. е.

$$T_\lambda = \frac{\Delta\Phi'_\lambda}{\Delta\Phi_\lambda}. \quad (9)$$

Вместе с тем для монохроматора можно ввести понятие пропускной способности, которая будет характеризовать, какую часть излучения источника света в данном спектральном интервале пропускает монохроматор. Эта величина определяется геометрией пучка и коэффициентом пропускания, а именно:

$$P_\lambda = G \cdot T_\lambda, \quad (10)$$

где G — геометрический фактор. В общем виде величина геометрического фактора выражается соотношением

$$G = n^2 \frac{S_1 s_1}{f_1^2}. \quad (11)$$

Здесь n — показатель преломления*), S_1 — используемая площадь отверстия объектива первого коллиматора, f_1 — фокусное расстояние этого объектива и s_1 — площадь входной щели. Иначе говоря, геометрический фактор представляет собой произведение светосилы прибора на площадь входной щели.

Величина монохроматического потока, проходящего в прибор, может быть выражена так:

$$\Delta \Phi_\lambda = B_\lambda \frac{S_1 s_1}{f_1^2}. \quad (12)$$

Тот же поток на выходе

$$\Delta \Phi'_\lambda = B_\lambda \frac{S_1 s_1}{f_1^2} T_\lambda. \quad (13)$$

Имея в виду, что G — инвариант, можно написать:

$$\Delta \Phi'_\lambda = B_\lambda \frac{S_2 s_2}{f_2^2} T_\lambda. \quad (13a)$$

Формула (13) справедлива только для строго монохроматического света. Но так как на выходной щели получается наложение соседних областей спектра, через каждую точку выходной щели проходит световой поток с длинами волн, заключёнными в интервале $\Delta \lambda_1$, определяемой формулой (5a). Поэтому яркость выходящего пучка будет пропорциональна $\Delta \lambda_1$:

$$B_{\Delta \lambda_1} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda d\lambda = \bar{B}_\lambda \cdot \Delta \lambda_1.$$

Здесь $\bar{B}_\lambda$ — средняя яркость внутри $\Delta \lambda_1$. Поток будет равен:

$$\Delta \Phi'_\lambda = \bar{B}_\lambda \frac{S_1 s_1}{f_1^2} T_\lambda \Delta \lambda_1. \quad (13б)$$

Экспериментальное определение коэффициента пропускания может производиться как для естественного света, так и для света, поляризованного параллельно и перпендикулярно преломляющему ребру призмы.

Обычно в исследуемый монохроматор пропускается монохроматический пучок, полученный с помощью другого монохроматора. При отсутствии виньетирования весь поток, за исключением той части, которая будет потеряна в приборе, вследствие неизбежных отражений на поверхностях и поглощения внутри оптических

*) Так как большинство приборов работает в воздухе, в дальнейшем n опускается.

деталей, пройдёт во второй коллиматор прибора и упадёт на выходную щель. Каковы же должны быть минимальные размеры щели, чтобы весь этот поток мог из прибора выйти? В случае идеальной оптики и равенства фокусных расстояний объективов коллиматоров выходная щель должна быть таких же размеров, как и входная. В реальном же приборе выходная щель должна иметь ширину

$$a' = a + b + c$$

и высоту

$$h' = h + \Delta h,$$

где b и c — определённые ранее величины, а Δh — величина линейного растяжения точечного изображения в меридиональной плоскости вследствие астигматизма системы *).

На рис. 8 приведены результаты измерений коэффициента пропускания монохроматора ИСП-17А с зеркальной оптикой (см. схему на рис. 13) **). 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	0 — 15%
потери при отражении от зеркал	29 — 25%

Как видно, существенную долю потерь составляют потери, связанные с диспергирующей призмой (до 40%).

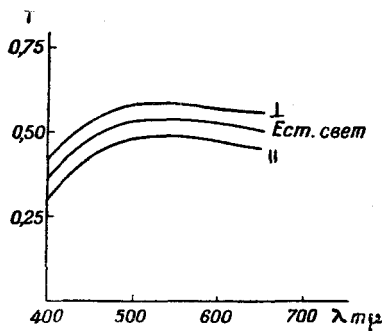


Рис. 8. Коэффициент пропускания монохроматора.

Значительны также потери, обусловленные проекционной системой. Правда, в монохроматорах с диоптрической системой (однолинзовые объективы) они несколько ниже (18—20%). Обычно в монохроматорах применяется не просветлённая оптика, между тем просветление могло бы заметно уменьшить потери при отражении как от призмы, так и от линз.

Вычисление коэффициента пропускания в общем виде достаточно сложно, так как отдельные лучи в пучке проходят различ-

*) Здесь уместно заметить, что при работе с источником линейчатого излучения и редкими линиями можно получать большие потоки $\Delta\Phi_\lambda$ с монохроматорами средней или даже малой светосилы путём увеличения площади входной щели до размеров, при которых линии почти соприкасаются.

**) Измерения производились Х. Л. Песькиной.

ные пути в поглощающих средах. Ниже приводится анализ этого вопроса, проведенный Перри⁸.

Пучок света в монохроматоре диафрагмируется либо призмой (рис. 9, а), либо объективом коллиматора (рис. 9, б), либо и призмой и объективом (рис. 9, в).

Пропускание в последнем случае можно рассматривать как среднее из двух крайних случаев (а) и (б).

Пусть ось x пересекает ось коллиматора и лежит в плоскости главного сечения призмы, r —радиус объектива и θ —угол между радиусом и осью x .

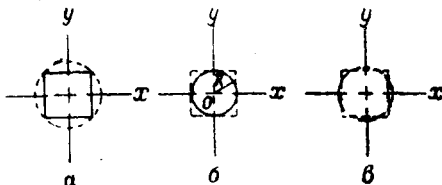


Рис. 9. Диафрагмирование пучка призмой и объективом.

Обозначим через $\frac{d\Phi_\lambda}{d\sigma}$ плотность потока для интервала $\Delta\lambda$ в области длины волны λ , приходящуюся на единицу поперечного сечения пучка (σ), через F —пропускание, вычисленное по формулам Френеля для всей системы, через τ —пропускание материала призмы, приходящееся на единицу длины и через l —путь луча в призме. Можно показать, что l будет линейной функцией x , именно

$$l = ax + b = ar \cos \theta + b.$$

Константы a и b легко определяются, нуль θ выбран так, что a положительно. Если x_+ и x_- суть предельные значения x , а $\pm Y$ —предельные значения y для случая (а), то падающий на призму поток для случаев (а) и (б) выразится так:

$$\Delta\Phi_a = 2Y (x_+ - x_-) \frac{d\Phi_\lambda}{d\sigma},$$

$$\Delta\Phi_b = \pi r^2 \frac{d\Phi_\lambda}{d\sigma}.$$

Поток же, окончательно прошедший через прибор, будет

$$\Delta\Phi'_a = 2Y \frac{d\Phi_\lambda}{d\sigma} F \tau^b \int_{x_-}^{x_+} \tau^{ax} dx,$$

$$\Delta\Phi'_b = 2r^2 \frac{d\Phi_\lambda}{d\sigma} F \tau^b \int_0^\pi \tau^{ar \cos \theta} \sin^2 \theta d\theta.$$

После введения новой переменной

$$z = \frac{1}{2} a(x_+ - x_-) \ln \tau = ar \ln \tau$$

и интегрирования получаются следующие выражения:

$$T_a = \frac{\operatorname{sh} z}{z} \tau^b F, \quad (14)$$

$$T_b = \frac{2J_1(z)}{z} \tau^b F, \quad (15)$$

где J_1 обозначает функцию Бесселя первого рода и первого порядка.

Для среднего случая (θ) коэффициент пропускания получается как среднее из этих двух

$$T_c = \left(\frac{\operatorname{sh} z}{2z} + \frac{J_1(z)}{z} \right) \tau^b F. \quad (16)$$

Выражение в скобках всегда больше единицы, а так как константа b есть средняя длина пути (при $x=0$), то пропускание для полного отверстия всегда больше, чем пропускание для средней длины пути b . При очень малом поглощении света материалом призмы коэффициент пропускания T становится равным F . Этот последний может быть вычислен для угла наименьшего отклонения по формуле

$$F = \frac{1}{2} \left[\prod_{i=1}^k \left\{ \frac{\sin^2 2i}{\sin^2(i+i')} \right\}_i + \prod_{i=1}^k \left\{ \frac{\sin 2i}{\sin^2(i+i') \cos^2(i-i')} \right\}_i \right] \times \\ \times \left[\prod_{i=1}^j \left\{ \frac{4n}{(n-1)^2} \right\}_i \right] \prod_{i=1}^l R_i. \quad (17)$$

Здесь i и i' — углы падения и преломления лучей в призме, R — коэффициент отражения для зеркал, входящих в систему. Произведения распространяются на все поверхности: k — призмы, j — линз и l — зеркал.

В формуле (17) предполагается, что углы падения и преломления лучей в линзах незначительны, и поэтому можно применить формулу для нормального падения. Так обстоит дело только в приборах с малой светосилой. В приборах же с большой светосилой (1:2) углы падения периферийных лучей могут достигать 70° , что приводит к ослаблению проходящего пучка на 20—30%. Таким образом, величина $\frac{d\Phi}{d\sigma}$ в пространстве за первым объективом коллиматора является некоторой функцией r , уменьшаясь к периферии пучка, что легко наблюдать в действительности в приборах с большой светосилой. Это обстоятельство необходимо учитывать при теоретическом сравнении диоптрических и катоптрических систем в отношении коэффициента пропускания, так как при таком сравнении принимается перпендикулярное падение света на поверхность линзы, и вследствие этого получаются заниженные значения потерь.

Конструкции монохроматоров

Монохроматоры можно различать по нескольким признакам: по области спектра, по проекционной системе, по конструкции.

Область применения наиболее распространённых монохроматоров охватывает диапазон длин волн от 0,2 до 15 μ . Отличие монохроматоров, применяемых в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях, по существу сводится к различию материалов, из которых изготавливаются диспергирующие призмы и линзы, если проекционная система — диоптрическая. При этом выбор материала определяется двумя условиями: прозрачностью и дисперсией. Коротко говоря, в указанном диапазоне длин волн спектральная область применения монохроматоров не является принципиальным признаком классификации монохроматоров. То же самое можно сказать и о проекционной системе, так как принципиально возможно применение диоптрической и катоптрической систем в пределах указанного диапазона. Только наличие хроматизма у линз и трудности их фокусировки заставляют предпочесть катоптрическую систему диоптрической в инфракрасной области.

Существенным признаком различия монохроматоров является их конструкция. Можно различать приборы: а) аутоколлимационные с обычной призмой, б) аутоколлимационные с призмой Фери, в) с призмой постоянного отклонения и г) со схемой Вадсворта.

Аутоколлимационная система отличается своей простотой (рис. 10), так как в ней полупризма заменяет целую призму и один объектив (линза или зеркало) выполняет роль обоих объективов. Установка на длину волны производится вращением призмы; при этом каждый раз соблюдается условие минимума отклонения.

В приборах малой и средней светосилы эта система даёт хорошие результаты и позволяет управлять щелями при помощи одного и того же механизма⁹. При применении кварца аутоколлимация выгодна ещё и тем, что избавляет конструктора от сочетания право- и левовращающего кварца, необходимых при изготовлении 60-градусной призмы. Существенным недостатком аутоколлимационной системы является относительно большое количество рассеянного света, который неизбежен вследствие того, что пучок диспергированный идёт в том же пространстве, что и пучок падающий.

Приборы с призмой Фери¹⁰ устроены также на принципе аутоколлимации, однако от обычной схемы этого типа они отличаются ещё большим упрощением: призма выполняет обе функ-

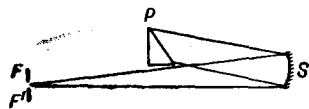


Рис. 10. Схема аутоколлимационного монохроматора.

ции — диспергирование и проекцию пучков. В этом смысле такие монохроматоры имеют сходство с фокальными монохроматорами. Кинематическая схема аутоколлимационной системы с призмой Фери может быть осуществлена по схеме, напоминающей по своему принципу установку Иглы для вогнутой дифракционной решётки (рис. 11). Изменение угла падения для лучей различных длин волн достигается перемещением призмы специальным механизмом, обеспечивающим как минимум отклонения, так и фокусировку пучка на выходной цели.

Приборы с призмой постоянного отклонения (рис. 12) применяются в видимой и реже в ультрафиолетовой области спектра¹¹. Проекционная система обычно применяется здесь диоптрическая, иногда ахроматизованная, так как рациональное сочетание катоптрической системы с призмой постоянного отклонения весьма

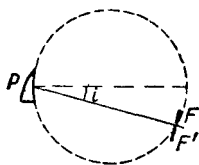


Рис. 11. Схема монохроматора с призмой Фери.

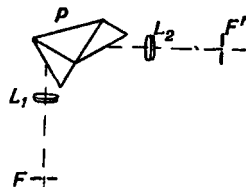


Рис. 12. Схема монохроматора с призмой постоянного отклонения.

затруднительно. Монохроматоры этого типа имеют широкое распространение благодаря удобству юстировки и простоте обращения с ними.

Схема Вадсворта¹² нашла себе широкое применение в монохроматорах для инфракрасной части спектра. Она несколько напоминает схему с призмой постоянного отклонения. И в том и в другом случае происходит отражение луча: в первом случае — от зеркала,

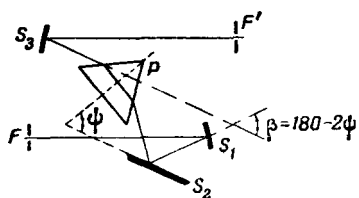


Рис. 13. Схема Вадсворта.

во втором — от задней грани призмы. Разница только в том, что в схеме Вадсворта отражение происходит после или до призмы, в призме постоянного отклонения — между полупризмами. Кроме того, имеет место

некоторое различие в потере света при отражении: призма постоянного отклонения более выгодна.

Путь луча и расположение элементов схемы Вадсворта показаны на рис. 13. Трёхгранная призма жестко связана с плоским зеркалом и находится на поворотном столике. Проходящий призму в минимуме отклонения луч падает на зеркало и, отражаясь от

него, идёт по некоторому направлению, составляющему с направлением падающего луча угол β , связанный с углом ϕ следующим соотношением:

$$\beta = 180^\circ - 2\phi.$$

Из рисунка видно, что ϕ есть угол между плоскостью, делящей преломляющий угол призмы пополам, и плоскостью зеркала. Так как призма и зеркало связаны жёстко, то при повороте всей системы угол ϕ остаётся постоянным. Отсюда следует, что и угол β остаётся постоянным для любых значений угла наименьшего отклонения. Из формулы следует, что при изменении угла ϕ от 0 до 90° угол β изменяется от 180° до 0° . При значениях, превышающих 90° , угол β становится отрицательным, и может быть такое положение, что зеркало становится параллельным лучу, т. е. луч пойдёт в том направлении, в каком отклоняет его призма. Очевидно, что в этом случае схема Вадсворта неприменима.

Вадсворт показал¹³, что луч, прошедший схему в угле наименьшего отклонения, не испытывает бокового смещения при повороте столика только в том случае, если ось вращения столика совмещена с линией пересечения плоскости зеркала и плоскости, делящей пополам преломляющий угол призмы. М. А. Юрьев дал простое доказательство этого положения и показал, каково может быть смещение луча при несовпадении линии пересечения с осью¹⁴.

В монохроматорах с катоптрической системой большое значение имеет расположение зеркал. Качественно этот вопрос был исследован Черни с сотрудниками^{15, 16}. Оказалось, что кома, появляющаяся в случае косых пучков, может быть исключена, если расположить зеркала соответствующим образом. На рис. 14 представлены два возможных расположения зеркал в монохроматоре. Будем называть их в дальнейшем: *a* — крестообразным и *б* — зигзагообразным (z). 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

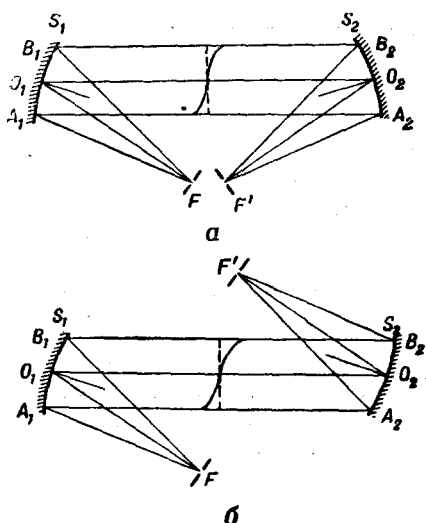


Рис. 14. Расположение зеркал в монохроматоре: *a* — крестообразное, *б* — зигзагообразное.

иметь вид некоторой искривлённой поверхности, след которой показан на рис. 14. Действительно, если FO_1 равно главному фокусному расстоянию зеркала, а $FA_1 \leq FO_1 < FB_1$, 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 вперёд относительно плоской части. На втором зеркале этот эффект усилится; в результате изображение точечного источника будет не точечным, а размытым и притом в одну сторону. Отсюда следует, что для получения точечного изображения от пучка, падающего на сферическое зеркало под углом к его главной оси, нужно пользоваться не плоской волной, а волной, имеющей форму,

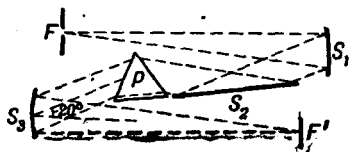


Рис. 15. Схема Вадсворта с крестообразным расположением.

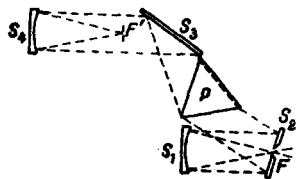


Рис. 16. Схема Пфунда.

изображённую на рис. 14. Это как раз имеет место в зигзагообразном расположении (рис. 14, б). Первое зеркало искажает фронт волны именно таким образом, как это необходимо для того, чтобы второе зеркало сконцентрировало пучок в точку.

С точки зрения сказанного, аутоколлимационная система не свободна от комы, так как она является по существу схемой крестообразной. Что касается схемы Вадсворта, то в ней возможны два варианта. В первом (рис. 15) кома имеет место, во втором (рис. 13) она отсутствует.

Всё сказанное относится только к одному виду aberrаций — коме. Что же касается сферической aberrации и астигматизма, то они складываются независимо от способа расположения зеркал.

Дюмке¹⁷ показал, что астигматизм, имеющий место в катоптрических системах при косых пучках, быстро растёт при увеличении угла между падающими и отражёнными пучками, а также при увеличении относительного отверстия. При этом размытие изображения происходит главным образом по высоте щели; в ширину изображение размывается немного. Вследствие этого астигматизм проекционной системы сказывается заметно только на яркости и в малой степени на чистоте спектра.

Катоптрические системы с малой величиной астигматизма возможны только при относительно больших фокусных расстояниях,

так как только в этом случае угол между падающими и отражённым пучками может быть сделан достаточно малым (несколько градусов). Существует также схема¹⁸, в которой введением плоских зеркал удаётся уменьшить этот угол до нуля (рис. 16). Нетрудно видеть, что этот способ исключения астигматизма связан с уменьшением коэффициента пропускания прибора.

II. ДВОЙНЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ

При работе с ординарными монохроматорами всегда приходится иметь дело с рассеянным светом, появляющимся в приборе вследствие многократного отражения от оптических деталей, рассеяния на запылённых поверхностях и внутри призм и линз. Этот рассеянный свет всегда подмешан к свету, прошедшему регулярно, в результате чего выпускаемый прибором монохроматический пучок более или менее «загрязнён». Количество этого паразитного света может быть невелико, но при пользовании селективными приёмниками энергии сравнительно небольшие «загрязнения» спектра могут приводить к большим ошибкам измерений. Особенно велики эти ошибки будут при работе в той области спектра, где чувствительность приёмника к регулярно прошедшему свету мала.

Для освобождения от рассеянного света иногда 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. Наиболее радикальным способом исключения рассеянного света является применение двойных монохроматоров.

Двойной монохроматор представляет собой сочетание двух простых монохроматоров, сопряжённых таким образом, что монохроматический пучок, выделенный первой частью прибора, проходит ещё раз такую же систему во второй его части.

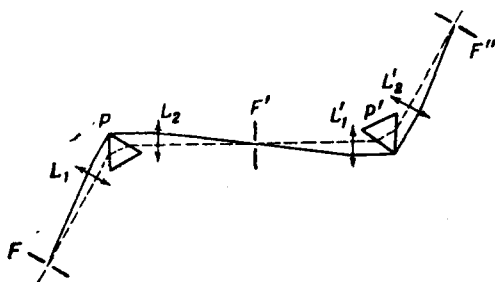


Рис. 17. Двойной монохроматор: дисперсии одного знака.

Существует несколько моделей двойных монохроматоров. Все они могут быть разбиты на два основных типа, отличающихся характером дисперсии, точнее — относительным расположением призм в двух половинах прибора.

Расположение призм может быть несимметричное и симметричное. В первом случае (рис. 17) пучок света, вошедший в монохроматор, испытывает двойное разложение, во втором — диспергирование света происходит только в первой половине, а вторая играет роль фильтра, исключающего рассеянный свет (рис. 18).

В монохроматорах первого типа переход от одной области спектра к другой производится одновременным вращением обеих призм. Легко видеть, что для полного выхода выделяемого прибором пучка из выходной щели необходимо, чтобы путь лучей в обеих половинах прибора был совершенно идентичным. Это возможно только в том случае, если призмы совершенно одинаковы и вращаются одним механизмом.

В монохроматорах с симметричным расположением призм на выходной щели прибора получается свет того же спектрального

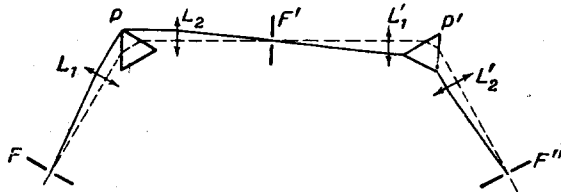


Рис. 18. Двойной монохроматор: дисперсии противоположны.

интервала, какой выходит из средней щели. Переход от одной области спектра к другой может быть осуществлён 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 и 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.

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 луча делают более вероятным изменение геометрической протяжённости луча при механических перемещениях. Поэтому при выборе схемы

двойного монохроматора следует предпочесть ту, которая допускает меньшее количество механических перемещений.

В существующих моделях двойных монохроматоров применяются все описанные ранее оптические схемы: аутоколлимационная, постоянного отклонения и Вадсворта. Кроме того, в двойном монохроматоре может быть осуществлена упомянутая схема вариоиллюминатора (рис. 19), существенно отличающаяся от только что

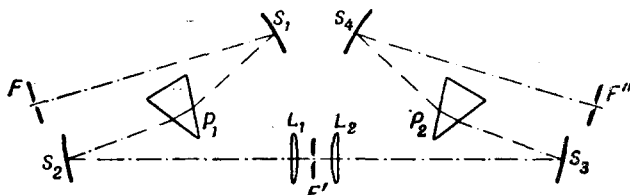


Рис. 19. Оптическая схема вариоиллюминатора (Топорец).

перечисленных и не применяемая в ординарных монохроматорах¹⁹. Удобство этой схемы по сравнению с другими заключается в том, что переход от одной области спектра к другой осуществляется

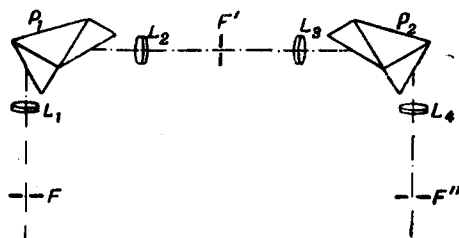


Рис. 20. Двойной монохроматор с призмами постоянного отклонения.

только линейным перемещением средней щели, а все детали, определяющие ход луча, остаются неподвижными. Благодаря этому геометрическая протяжённость 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 больше, чем дальше они отстоят от середины спектра. Следовательно, спектральное распределение энергии в потоках, выходящем из прибора и входящем в него, будет сильно отличаться.

На рис. 20—23 приведены оптические схемы типичных двойных монохроматоров, применяемых в лабораторной практике^{20, 21, 22}.

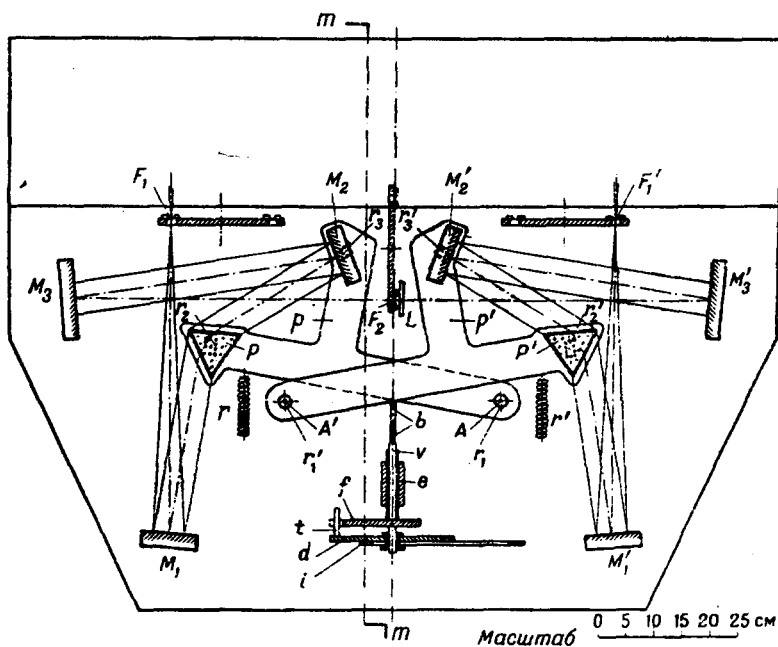


Рис. 21. Двойной монохроматор с двумя схемами Вадсворта.

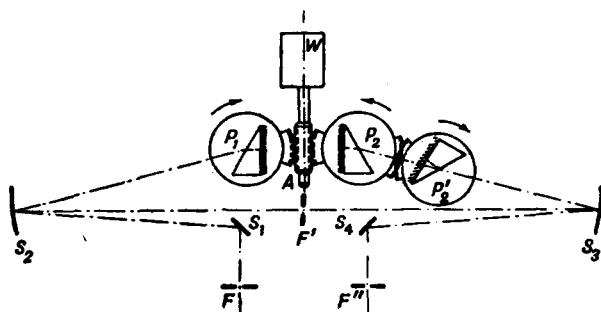


Рис. 22. Двойной аутоколлимационный монохроматор.

Спектральный интервал, выделяемый двойным монохроматором

Выясним, какова ширина спектрального интервала, выделяемого двойным монохроматором. Наиболее подробно этот вопрос анализировался Ван-Циттертом²³ и Терье⁷.

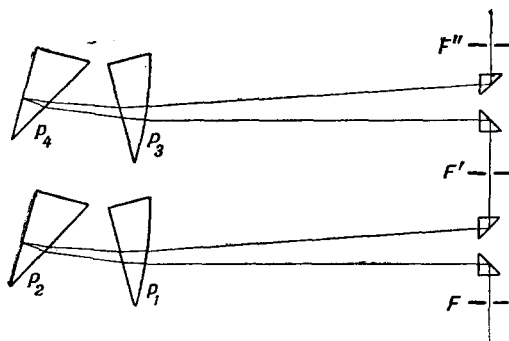


Рис. 23. Двойной аутоколлимационный монохроматор.

Будем рассматривать двойной монохроматор, имеющий увеличение, равное единице, и лишённый aberrаций.

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 ширины — через a , a' и a'' соответственно. Пусть обратная линейная дисперсия на средней щели $\frac{d\lambda}{dx} = 2K$. В монохроматоре первого типа на выходной щели эта величина будет равна $\frac{d\lambda}{dx} = K$, 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 схемой⁷. Изобразим щели параллельными отрезками прямых, расположенных так, что средняя отстоит от крайних на одинаковые расстояния. Длины отрезков соответствуют ширинам щелей (рис. 24, а).

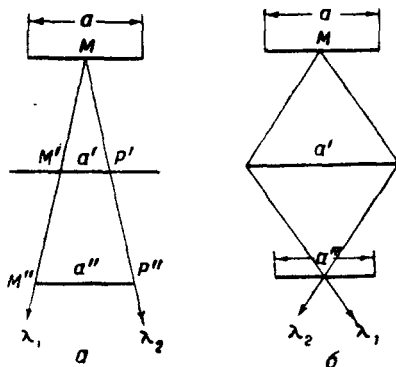


Рис. 24. Схема сопряжения щелей: а — в монохроматоре первого типа, б — в монохроматоре второго типа.

Если середины щелей сопряжены для определённой длины волны, то спектральный интервал, проходящий через выходную щель F'' , будет ограничен лучами λ_1 и λ_2 , выходящими из середины входной щели F и проходящими через крайние точки щели F'' . Ширина этого спектрального интервала определится следующим образом:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = Ka'' \quad (18)$$

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 друг на друга, и через каждую точку щели F'' будет проходить спектральный интервал $\Delta\lambda_1$, величина которого определяется шириной входной щели F и линейной дисперсией, т. е.

$$\Delta\lambda_1 = 2Ka \quad (19)$$

для средней щели F' и

$$\Delta\lambda_1 = Ka \quad (20)$$

для выходной щели F' .

Таким образом, полный спектральный интервал, прошедший через выходную щель двойного монохроматора первого типа, будет равен

$$\lambda_1 - \lambda_2 + \Delta\lambda_1 = K(a + a''). \quad (21)$$

Этим условием определяется сумма ширин двух крайних щелей при заданном спектральном интервале и линейной дисперсии. Предполагается, что средняя щель не диафрагмирует пучок. Её оптимальная ширина выяснится впоследствии.

В монохроматорах второго типа каждая точка щели F даёт 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. 24, б).

Ширина спектрального интервала $\Delta\lambda_1$ и в этом случае определяется шириной щели a , однако множителем должна быть величина $2K$, так как последующего разложения во второй половине монохроматора не происходит:

$$\Delta\lambda_1 = 2Ka.$$

В то же время разность средних длин волн, проходящих через крайние точки щели F' , выразится так:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = 2Ka'. \quad (22)$$

Предполагая, что весь свет, прошедший через F' , пройдёт и через щель F'' , для полного спектрального интервала получим:

$$\lambda_1 - \lambda_2 + \Delta\lambda_1 = 2K(a + a'). \quad (23)$$

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 (21) и (23), видим, что монохроматор первого типа при одинаковых щелях способен давать вдвое более узкий спектральный интервал, чем монохроматор второго типа.

Яркость на выходной щели и монохроматический поток

Вопрос о распределении яркости 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 ширин трёх щелей — a , a' и a'' . Различные соче-

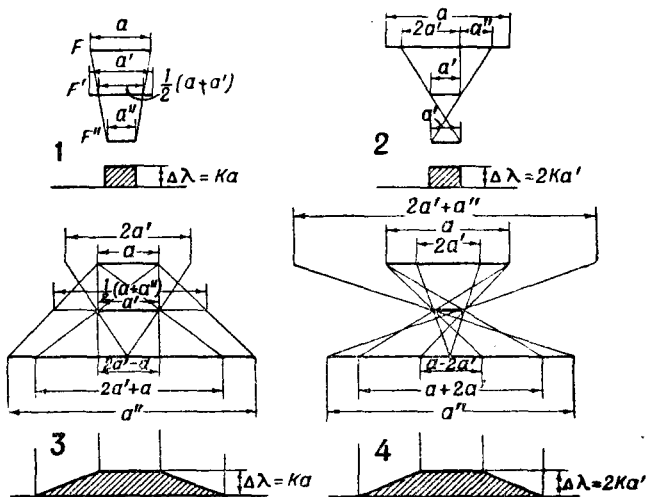


Рис. 25. Распределение яркости на выходной щели.

тания исчерпываются четырьмя основными случаями, изображёнными на рис. 25. Если обозначить расстояние рассматриваемой точки на выходе пучка от середины выходной щели через x , то

зависимость $\Delta\lambda$ от x можно записать для этих случаев так:

1 случай: $2a' > a + a''$; $\Delta\lambda = Ka$.

2 случай: $a > 2a' + a''$; $\Delta\lambda = K2a'$.

3 случай: $a < 2a' < a + a''$

а) $\Delta\lambda = Ka$ для $0 < 2x < 2a' - a$;

б) $\Delta\lambda = \frac{K(2a' + a - 2x)}{2}$ для $2a' - a < 2x < 2a' + a$;

в) $\Delta\lambda = 0$ для $2a' + a < 2x$.

4 случай: $2a' < a < 2a + a''$

а) $\Delta\lambda = K2a'$ для $0 < 2x < a - 2a'$;

б) $\Delta\lambda = \frac{K(2a' + a - 2x)}{2}$ для $a - 2a' < 2x < a + 2a'$;

в) $\Delta\lambda = 0$ для $a + 2a' < 2x$.

В двух первых случаях $\Delta\lambda$, как и яркость, постоянны по всей ширине выходной щели a'' ; в двух других — существует 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 приёмник энергии имеет некоторую определённую ширину и для надёжности измерений необходимо, чтобы вся его воспринимающая площадь находилась в зоне равномерной яркости. Из рис. 25 видно, что в третьем и четвёртом случаях придётся ограничиться только зоной $(2a' - a)$, меньшей a'' , а это равнозначно первому и второму случаю. Таким образом, нам остаётся сделать выбор между двумя последними случаями. Пусть ширина приёмника равна a'' , чувствительность же такова, что для нормальных измерений необходима некоторая минимальная энергия, определяемая шириной спектрального интервала $\Delta\lambda_1$.

В первом случае

$$a = \frac{\Delta\lambda_1}{K}; \quad 2a' = a + a''. \quad (24)$$

Из условия $2a' \geq a + a''$ мы взяли минимальное значение a' , так как более широкая щель F' увеличила бы паразитный свет (рис. 26, а). Полная длина спектра в плоскости F'' равна

$$2a' + a = 2\frac{\Delta\lambda_1}{K} + a'',$$

а разность между средними длинами волн λ_1 и λ_2 , достигающих краёв приёмника, будет

$$\lambda_1 - \lambda_2 = Ka''.$$

Во втором случае $\Delta\lambda_1$ определяется средней щелью

$$a' = \frac{\Delta\lambda_1}{K} \quad (25)$$

и минимальная ширина для a

$$a = 2a' + a''.$$

Длина спектра в плоскости F'' , как и в первом случае,

$$2a' + a = 2 \frac{\Delta\lambda_2}{K} + a'',$$

но разница между средними длинами волн, достигающих краёв приёмника, будет (рис. 26, б):

$$\lambda_1 - \lambda_2 = 2Ka'',$$

т. е. она в два раза больше, чем в первом случае. На этом основании следует предпочесть случай первый.

Таким образом, если заданы $\Delta\lambda_1$, $\frac{d\lambda}{dx}$ и ширина выходной щели a'' , то ширины a и a' могут быть найдены из соотношения

$$a = \frac{\Delta\lambda_1}{K}; \quad a' = \frac{a + a''}{2}. \quad (26)$$

Всё сказанное относилось к двойному монохроматору первого типа. В монохроматорах второго типа дело обстоит несколько

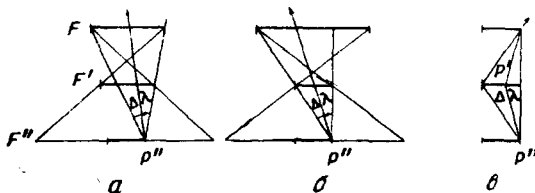


Рис. 26. Дисперсия и спектральный интервал. a — в первом случае; $б$ — во втором случае и $в$ — в монохроматоре второго типа.

иначе. Поскольку дисперсия света происходит только в первой половине прибора, а вторая половина действует в обратном направлении, 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 сопряжённой какой-нибудь точке щели F для любой длины волны (рис. 26, в). Отсюда следует, что при правильном использовании прибора должно быть

$$a = a''.$$

Через каждую точку F'' проходит спектральный интервал, определяемый только средней щелью (см. рис. 24):

$$\Delta\lambda_1 = 2Ka',$$

а разность средних длин волн, проходящих через края выходной щели, составляет

$$\lambda_1 - \lambda_2 = 2Ka''.$$

Лучистый поток может быть найден следующим образом. Выше мы видели (136), что яркость на выходной щели пропорциональна $\Delta\lambda_1$; в таком случае поток будет пропорционален $\Delta\lambda_1 a''$. Для монохроматора первого типа имеем:

$$\Delta\Phi'_{\Delta\lambda} = C\Delta\lambda_1 a'' = CKa \cdot a''. \quad (27)$$

Максимум этой величины получается для $a = a''$, а по (26)

$$a = a' = a'', \quad (28)$$

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:

$$\Delta\Phi'_{\Delta\lambda} = C\Delta\lambda_1 a'' = C2Ka'a''$$

или при $a = a'$

$$\Delta\Phi'_{\Delta\lambda} = C2Kaa''. \quad (29)$$

Сравнивая уравнения (27) и (29), можно заключить, что при одинаковых условиях монохроматор второго типа даёт на выходе в два раза более интенсивный лучистый поток, чем монохроматор первого типа. Однако при этом следует помнить, что ширина спектрального интервала (сравни (21) и (23)), получаемого от монохроматора первого типа, в два раза меньше, чем от монохроматора второго типа. Следовательно, первый прибор даст ту же степень монохроматизации при вдвое более широкой входной щели (2а). Легко видеть, что 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.

Причины, ухудшающие яркость и чистоту спектра

Выше мы видели, что основными причинами потерь являются отражение и поглощение, имеющие место при прохождении пучка через оптическую систему монохроматора. В двойном монохроматоре количество элементов вдвое больше, вследствие чего и потери света должны увеличиться примерно в два раза. Если обе половинки совершенно идентичны, то коэффициенты пропускания двойного монохроматора и каждой его половины связаны соотношением

$$T = T_1^2.$$

а) Виньетирование. Однако двойной монохроматор не представляет собой простого соединения двух ординарных монохроматоров. Особенно в этом отношении отличается модель Ван-Циттерта²⁴, изображённая на рис. 18. В этом приборе только для одной длины волны соблюдается условие минимума отклонения, все остальные лучи проходят не по оси прибора. Вследствие этого имеет место виньетирование, особенно для наиболее отклоняемых лучей (крайних). Обычно для исключения этого недостатка, сильно ослабляющего пропускание прибора, пользуются коллективом, который ставится около средней щели, но совсем избе-

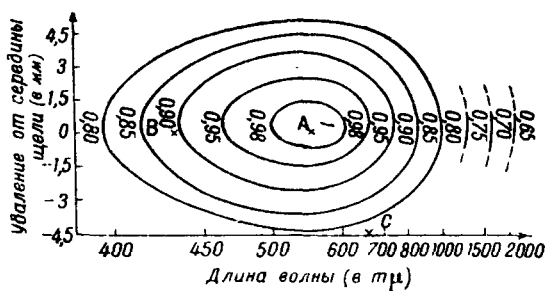


Рис. 27. Коэффициент пропускания двойного монохроматора Ван-Циттерта.

виться от виньетирования таким путём не удаётся вследствие того, что отклонение лучей линзами не компенсирует полностью отклонений, создаваемых призмой.

Насколько велико виньетирование в двойном монохроматоре Ван-Циттерта, можно видеть из рис. 27, где показаны значения коэффициента виньетирования, полученные Терье⁷ для лучей различных длин волн и различно удалённых по высоте от середины щели. Как видно из рисунка, коэффициент виньетирования меняется в значительных пределах и равен единице только в сравнительно узкой спектральной области и для щели, высота которой не превышает 2 мм.

б) Аберрации в двойном монохроматоре удваиваются по сравнению с ординарным. Терье и Девин²⁰ подсчитали величины аберраций для двойного монохроматора с катоптрической системой, имеющего относительное отверстие 1:9 и $f = 55,6$ см (рис. 21). В таблице III приведены значения спектрального интервала, обусловленные различными аберрациями*).

*) Приведённые в таблице значения рассчитаны на щель, имеющую высоту 20 мм.

Из таблицы видно, что наибольшее «загрязнение» спектра обуславливается астигматизмом. Устранение астигматизма возможно только либо путём уменьшения угла между падающим и отражённым пучком до нуля (в данном приборе этот угол был

Таблица III

λ (м μ)	Сферическая абберация $\delta\lambda$ (м μ)	Астигматизм $\delta\lambda$ (м μ)	Искривление изображения $\delta\lambda$ (м μ)	Кома*) $\delta\lambda$ (м μ)
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	—

равен 5°), либо применением асферических зеркал со смещённой осью. Изготовление подобного рода зеркал связано с большими трудностями; поэтому пока что они не применяются.

Искривление линий вызывается призмой. При конечной высоте входной щели её изображение получается искривлённым вследствие того, что лучи, проходящие через щель на некотором расстоянии от оси прибора пересекут призму под некоторым углом к её главному сечению. Поэтому, чтобы выпустить весь поток данного спектрального интервала во вторую половину прибора, необходимо пользоваться искривлённой средней щелью. Если же щель прямая, то спектральный состав пучка, проходящего во вторую половину прибора, будет различен для различных точек щели по высоте. Двойной монохроматор первого типа даёт для прямой щели F искривлённые линии на F' и в два раза более искривлённые на F'' . Чтобы не ухудшать чистоту спектра, обычно делают входную и выходную щели искривлёнными с противоположной кривизной, а среднюю — прямой. Конечно, эта мера не является абсолютно эффективной для всей области спектра, охватываемой монохроматором, так как кривизна линий зависит ещё от длины волны, но применение кривых щелей заметно ослабляет «загрязнение» спектра. В монохроматоре, описанном французскими авторами, «загрязнение» спектра от искривления линий такое же, какое получается от дифракционного расширения изображения.

В монохроматорах второго типа действие призм взаимно противоположно, поэтому искривление, создаваемое в первой половине прибора, должно компенсироваться во второй его половине. Следовательно, чтобы использовать весь поток при прямых

*) Для схемы вариоиллюминатора.

крайних щелях, необходимо делать среднюю щель искривлённой.

Исключение комы в двойных монохроматорах с катоптрической проекционной системой достигается теми же мерами, о которых говорилось выше. Применение зигзагообразного расположения для каждой половины здесь также предпочтительнее крестообразного. Следует, однако, указать, что в двойных монохроматорах можно применять и крестообразную схему — при том условии, что по расположению деталей и ходу пучков одна половина является зеркальным изображением другой. В этом случае кома, создаваемая в первой половине, будет уничтожаться во второй, но при одинаковых ширинах щелей будет иметь место загрязнение спектра на средней щели.

III. ФОКАЛЬНЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ

В качестве простого монохроматора может быть предложена обыкновенная линза. Идея подобного рода устройства понятна из рис. 28. Свет, проникающий через первое отверстие и проходя-

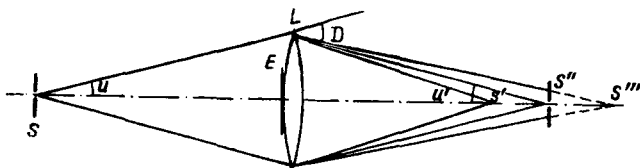


Рис. 28. Простейшая схема фокального монохроматора.

щий через линзу, соберётся не в одной точке, а на некотором отрезке прямой, совпадающей с осью. Произойдёт это по той причине, что коротковолновые лучи, преломляясь сильнее, дадут изображение ближе к линзе, длинноволновые — дальше от неё. Если при этом параксиальные лучи закрыть экраном, то, передвигая вдоль оси экран с отверстием, можно выпускать из отверстия различные участки спектра.

Идея фокальной монохроматизации известна давно. Впервые Вуд и Рубенс применили кварцевую линзу для выделения длинных инфракрасных волн²⁵. Впоследствии неоднократно этот метод применялся разными авторами. Так, Г. А. Тихов с помощью этого метода производил съёмку звёзд в монохроматических лучах²⁶. А. Н. Теренин²⁷ пользовался этим методом для выделения спектральных линий короче 240 мμ, применяя кварцевую линзу. Для тех же целей и в той же области применяли кварцевую линзу американские авторы²⁸. Дункан применил метод фокальной монохроматизации в шумаповской области (174,5—156,1 мμ), пользуясь флюоритовой линзой²⁹.

Несмотря на свою простоту, метод фокальной монохроматизации не нашёл широкого применения, и до самого последнего времени не существовало приборов, основанных на этом принципе.

Объяснение этого факта надо искать в том, что наиболее распространённые вещества, применяемые для изготовления диспергирующих систем, не обладают достаточной дисперсией.

Автором настоящей статьи была предложена конструкция фокального монохроматора для ультрафиолетовой области спектра³⁰, в которой диспергирующая линза сделана из хлористого натрия, а корректирующая — из фтористого лития. Необходимость исправления системы в отношении сферической аберрации вытекает из стремления получить большую степень монохроматизации.

Рассмотрим особенности фокального монохроматора.

Фокальный монохроматор существенно отличается от обычного призмного. Как и всякий спектральный прибор, призмный монохроматор выполняет две функции: 1) диспергирование и 2) собирание (проекцию) световых пучков. Первую функцию выполняет призма с постоянным преломляющим углом; проекцию изображения дают объективы. В призмном приборе стремятся, с одной стороны, увеличить дисперсию призмы, с другой — уничтожить хроматизм проекционной системы. В фокальном монохроматоре обе названные функции выполняет одна и та же линза, вследствие чего «недостаток» линзы — хроматическая аберрация — обращается в положительное качество, и отпадает необходимость ахроматизации. При расчёте объектива для фокального монохроматора приходится решать задачу необычного характера: исправление объектива в смысле сферической аберрации не должно повлечь уменьшения его хроматизма.

Оказывается, задача эта не только выполнима, но даже удаётся при исправлении системы на сферическую аберрацию не сколько увеличить её хроматизм.

Пусть имеется хроматический объектив, исправленный в отношении сферической аберрации. Для простоты расчёта рассмотрим эквивалентную ему линзу.

Линзу можно рассматривать как призму с переменным преломляющим углом, непрерывно изменяющимся от нуля (на главной оптической оси) до некоторого максимального значения (на краю линзы). Величина преломляющего угла может быть легко найдена. Именно, она равна сумме углов между главной оптической осью системы и радиусами кривизны, проведёнными в точки входа и выхода луча

$$A = \varphi + \varphi' \quad (30)$$

или, при одинаковой кривизне поверхностей линзы,

$$A = 2\varphi. \quad (30a)$$

В случае одной линзы целесообразно входное отверстие поставить на двойном фокусном расстоянии для какой-то длины волны (рис. 28), так как при этом система входное отверстие—линза—выходное отверстие симметрична.

Для выходящего из отверстия луча в этом случае соблюдается условие наименьшего отклонения, причём угол отклонения луча связан с апертурными углами следующим соотношением:

$$D = u + u', \quad (31)$$

или в нашем случае

$$D = 2u. \quad (31a)$$

Описанное расположение представляет большие неудобства при эксплуатации прибора, так как при переходе от одной области спектра к другой необходимо перемещать отверстия относительно линзы, а это влечёт за собой перемещение и осветителя, и объектива, которые должны быть расположены на определённых расстояниях от отверстий.

Рационально составить систему из двух линз, причём так, чтобы входное отверстие находилось в главном фокусе одной линзы, а выходное — в главном фокусе другой (см. рис. 31). Тогда настройка прибора на определённую спектральную область 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, почти в два раза. Условие $D = 2u$ сохраняется и в этом случае для каждого выходящего из прибора пучка.

Найдём ширину спектрального интервала. Выражение угловой дисперсии для фокального монохроматора имеет несколько иной вид, чем для призмного. При фокальной монохроматизации дисперсия элементарных пучков зависит не только от n , но и от их расстояния от главной оптической оси, поскольку преломляющий угол есть функция этого расстояния (h). Если радиус кривизны обозначить через r , а расстояние точки входа (выхода) луча от главной оптической оси через h , то

$$\sin \frac{A}{2} = \frac{h}{r};$$

поэтому

$$\frac{dD}{d\lambda} = \frac{2 \frac{h}{r}}{\sqrt{1 - n^2 \left(\frac{h}{r}\right)^2}} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (32)$$

т. е. угловая дисперсия фокального монохроматора, кроме n ,

зависит от кривизны поверхности линзы и положения точки входа (выхода) луча по отношению к главной оптической оси. В первом приближении угловая дисперсия прямо пропорциональна расстоянию точки входа (выхода) луча от оси (h) и кривизне поверхности ($\frac{1}{r}$). При этом изменением знаменателя можно пренебречь, так как $\frac{h}{r}$ всегда правильная и притом малая дробь.

Для фокального монохроматора можно различать два вида линейной дисперсии: поперечную и продольную (осевую). Первая может быть определена по формуле (4). 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.

$$\frac{df}{d\lambda} = \frac{df}{dn} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Если $f = f(r) \frac{1}{n-1}$, то

$$df = -(f)r \frac{dn}{(n-1)^2}.$$

По этой формуле можно подсчитать осевую длину спектра; она равна

$$f_{\lambda_2} - f_{\lambda_1} = \int_{n_1}^{n_2} f(r) \frac{dn}{(n-1)^2}. \quad (33)$$

Знание осевой дисперсии не позволяет вычислить ширину спектрального интервала непосредственно, поскольку плоскость

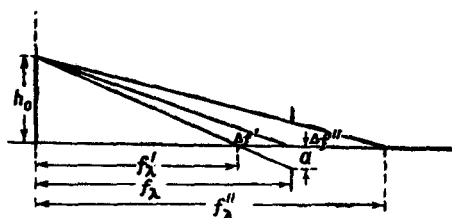


Рис. 29. Прохождение монохроматических пучков через отверстие монохроматора.

отверстия перпендикулярна плоскости спектра. Поэтому поступим следующим образом.

Рассмотрим условия прохождения через выходное отверстие лучей, упавших на линзу параллельно главной оптической оси. Наибольший интерес представляют лучи, выходящие от края экрана, так как для

них и угловая дисперсия и апертурный угол наименьшие, а потому $\Delta\lambda$ будет иметь наибольшее значение.

Обозначим радиус экрана через h_0 , радиус отверстия — через a . Как видно из рис. 29, интервал $\Delta\lambda$ заключен между λ' и λ'' , для которых главные фокусные расстояния обозначены через $f_{\lambda'}$ и $f_{\lambda''}$.

соответственно. Найдём сначала ширину спектрального интервала со стороны коротких длин волн, т. е. между λ и λ' . Она равна:

$$\frac{a}{h_0} = \frac{n' - n}{n - 1}.$$

Точно так же выражение для интервала со стороны длинных волн

$$\frac{a}{h_0} = \frac{n - n''}{n - 1}.$$

Наконец, для всего спектрального интервала, для которого показатель преломления изменяется от n' до n'' , получаем выражение

$$\frac{n' - n''}{n - 1} = \frac{2a}{h_0}$$

или

$$\Delta n = \frac{2a}{h_0} (n - 1).$$

Теперь уже не представляет труда найти $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = \frac{2a}{h_0} (n - 1) \frac{d\lambda}{dn}. \quad (34)$$

Условие (34) справедливо для одной линзы фокального монохроматора. Для двух линз, как в нашем случае, $\Delta\lambda$ уменьшается вдвое, т. е.

$$\Delta\lambda = \frac{a}{h_0} (n - 1) \frac{d\lambda}{dn}. \quad (34a)$$

Итак, спектральная ширина светового пучка, выходящего из отверстия фокального монохроматора, прямо пропорциональна дисперсии материала линзы $\left(\frac{d\lambda}{dn}\right)$, радиусу отверстия (a) и обратно пропорциональна радиусу экрана (h_0), или расстоянию точки выхода (входа) лучей от главной оптической оси; она возрастает с ростом показателя преломления для средней длины волны λ .

Отсюда следует, что для уменьшения $\Delta\lambda$ нужно увеличивать экран, загораживающий центральную часть пучка, т. е. работать на периферийной части линзы. Но так как увеличение экрана приводит к уменьшению светового отверстия линзы, а значит, к уменьшению энергии пучка, то нужно пользоваться линзами с большой апертурой.

В формулу (34a) не входят параметры, определяющие оптическую силу линзы. Следовательно, ширина спектрального интервала для заданных a и h не зависит от фокусного расстояния

линзы. Это существенно отличает фокальный монохроматор от призмного, в котором за счёт потери в светосиле (увеличение f) можно увеличить линейную дисперсию, т. е. уменьшить $\Delta\lambda^*$). О независимости $\Delta\lambda$ от f мы судили по виду выражения (34а). Однако можно показать, что поперечная линейная дисперсия, определяемая по формуле (4), инвариантна относительно f в случае фокального монохроматора. Иначе говоря, при заданном выходном отверстии увеличение фокусного расстояния не приводит к уменьшению $\Delta\lambda$ выходящего пучка.

Вычисленная по формуле (34а) ширина $\Delta\lambda$ включает все длины волн, проходящие через данное отверстие a , вне зависи-

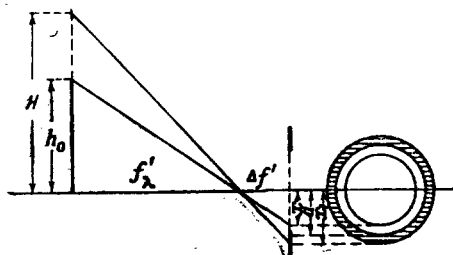


Рис. 30. Ограничение яркости монохроматических пучков экраном и отверстием.

мости от их интенсивности. В действительности, интенсивность крайних длин волн будет значительно ослаблена. Выясним, какова будет ширина спектрального интервала $\Delta\lambda_0$, внутри которого лучи всех длин волн имеют относительные интенсивности, равные 1.

Для этого будем считать, что Φ_λ пропорционален площади, вырезаемой

отверстием a из основания полого конуса лучей (рис. 30).

В таком случае относительная интенсивность будет равна $\frac{\Delta S}{S}$, где ΔS — площадь зоны, вырезаемой отверстием, а S — площадь всего кольца, ограниченного лучами крайних длин волн. Легко видеть, что

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Delta S}{S} = \frac{a^2 - x^2}{x^2 \left(\frac{H^2}{h^2} - 1 \right)}.$$

При $x = a \frac{\Delta S}{S} = 0$; при $x_1 = a \frac{\Delta S}{S} = 1$.

Подставив значения

$$x = h \frac{\Delta n_0}{n-1} \text{ и } a = h \frac{\Delta n}{n-1},$$

получаем:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\frac{\Delta n^2}{\Delta n_0^2} - 1}{\frac{H^2}{h^2} - 1}.$$

*) Уменьшение $\Delta\lambda$ в фокальном монохроматоре за счёт увеличения экрана также ведёт к уменьшению светосилы, но другим путём.

Это отношение будет равно единице при условии

$$\frac{\Delta n_0}{\Delta n} = \frac{h}{H}$$

или

$$\Delta n_0 = \Delta n \frac{h}{H}.$$

Подставив Δn_0 в (34a) вместо Δn , находим

$$\Delta \lambda_0 = \frac{a}{H} (n-1) \frac{d\lambda}{dn}, \quad (35)$$

откуда при сравнении с (34a) имеем:

$$\Delta \lambda_0 = \frac{h}{H} \Delta \lambda. \quad (36)$$

Из полученного выражения видно, что чем ближе величина h к H , тем большая доля лучей из $\Delta \lambda$ имеет относительную интенсивность, равную единице. Графически это может быть представлено трапецией, площадь которой равна интегральной интенсивности пучка, выходящего из отверстия прибора. Верхнее основание трапеции соответствует ширине $\Delta \lambda_0$, нижнее — $\Delta \lambda$, высота трапеции соответствует относительной интенсивности Φ_0 .

Из формул (34) и (36) следует, что увеличение h приводит не только к уменьшению $\Delta \lambda$, но и к лучшему распределению энергии в пучке.

Подсчитаем величину светового потока для данного спектрального интервала. Элементарный световой поток представляет собою поток, проходящий через элементарную зону светового отверстия линзы, площадь которой равна

$$dS = 2\pi h dh.$$

Тогда, считая световой поток пропорциональным $\Delta \lambda$, находим

$$d\Phi = B_1 \Delta \lambda dS$$

или, принимая во внимание (34a),

$$\Phi_{\Delta \lambda} = 2\pi B_1 a (n-1) \frac{d\lambda}{dn} (H - h_0). \quad (37)$$

Здесь B_1 — яркость монохроматического пучка для средней длины волны.

Но выше мы видели, что не все элементарные пучки проходят через выходное отверстие целиком. Найдём выражение светового потока, подобное (37), для $\Delta \lambda_0$. Оно равно:

$$\Phi_{\Delta \lambda_0} = \pi B_1 \frac{a}{H} (n-1) \frac{d\lambda}{dn} (H^2 - h_0^2). \quad (38)$$

Из формул (37) и (38) можно найти долю энергии, приходящуюся на интервал $\Delta\lambda_0$. Она равна:

$$\frac{\Phi_{\Delta\lambda_0}}{\Phi_{\Delta\lambda}} = \frac{H + h_0}{2H}. \quad (39)$$

В нашем монохроматоре при $2H = 50$ мм и $h_0 = 15$ мм световой поток для $\Delta\lambda_0$ составляет 0,8 полного светового потока.

Во всех предыдущих рассуждениях предполагалось, что весь поток (в пределах $\Delta\lambda$), проходящий через первый объектив, проходит и через второй. Но величина $\Phi_{\Delta\lambda_0}$, как и $\Phi_{\Delta\lambda}$, будет зависеть ещё от расстояния между объективами.

При разведении объективов на расстояние l имеет место виньетирование пучка и как раз тех лучей, которые не параллельны оптической оси.

Легко видеть, что виньетированию подвергнется тем большая часть спектрального интервала, чем дальше друг от друга объективы.

Таким образом, в тех случаях, когда габариты прибора не лимитированы условиями работы фокального монохроматора, раз-

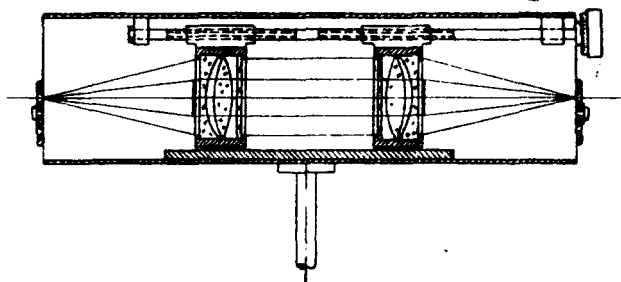


Рис. 31. Общий вид фокального монохроматора (Топорец).

ведение объективов может быть применено как дополнительный способ уменьшения ширины спектрального интервала.

Можно указать ещё на один способ улучшения спектральной чистоты выходящего из прибора пучка.

Сечение пучка (рис. 30) имеет вид кольца, состоящего из отдельных монохроматических зон, причём длинноволновая область расположена внутри, коротковолновая — снаружи. Закрывая наружную или внутреннюю части кольца, можно сузить $\Delta\lambda$; при этом сместится его центр тяжести — в первом случае в сторону длинных волн, во втором в сторону коротких.

Принципиальная схема прибора изображена на рис. 31. Конструктивные данные его следующие. 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 неё расположена линза из фтористого лития, по другую — тонкая плоскопараллельная пластинка из кварца. Зазоры в оправе замазаны лаком.

Осевая длина спектра в интервале от 199 мμ до 346 мμ составляет 61 мм. Остаточные поперечные aberrации в самом неблагоприятном случае дают кружок диаметром в 0,1 мм.

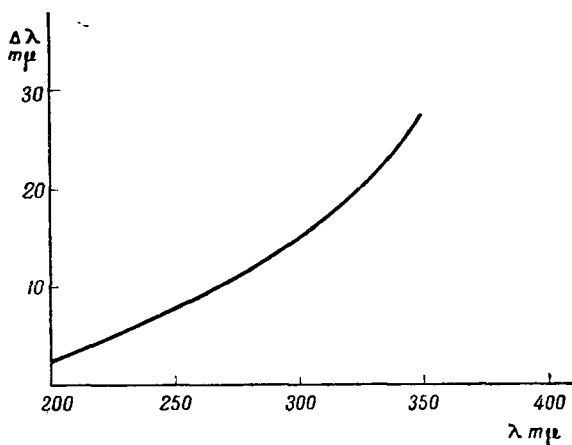


Рис. 32. Зависимость спектрального интервала от длины волны.

Ширина спектрального интервала, выделяемого фокальным монохроматором в различных участках спектра при отверстии в 0,5 мм, представлена на рис. 32.

По данным рисунка видно, что в коротковолновом ультрафиолете по степени монохроматизации прибор почти не уступает призмному монохроматору, а в длинноволновом — превосходит абсорбционные светофильтры.

Девин³¹ предложил аутоколлимационную систему фокального монохроматора. Особенности этого устройства видны из рис. 33. Система представляет собою сочетание вогнутой линзы с вогнутым зеркалом. Центр и радиусы кривизны преломляющей и отражающей

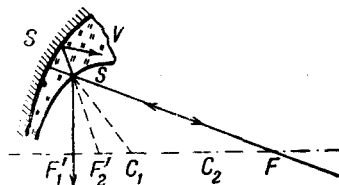


Рис. 33. Схема аутоколлимационного фокального монохроматора.

поверхностей обозначены через C_1 и C_2 , r и R — соответственно. Расстояние между центрами равно

$$C_1 C_2 = \frac{r}{n_0}.$$

Допустим, что из точки F идёт белый луч. В точке падения луч преломляется и распадается на элементарные монохроматические лучи. Среди всей совокупности лучей найдётся такой, который, преломившись в линзе, упадёт на зеркало нормально и, отразившись, пойдёт обратно по старому пути в точку F . Если рядом с входной щелью будет помещена выходная F' , а система соответственно наклонена, то такое устройство будет представлять собою автоколлимационный фокальный монохроматор. Для перехода от одной области спектра к другой необходимо перемещать оптическую систему параллельно самой себе относительно щелей.

На рис. 34 изображён двойной фокальный монохроматор. В нём использована схема, впервые предложенная Шенроком³². Систе-

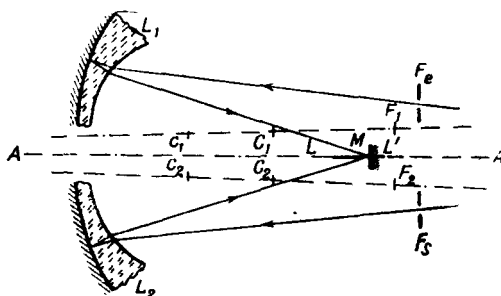


Рис. 34. Схема двойного фокального монохроматора.

мы L_1 и L_2 суть две полулинзы с отражающими поверхностями; прямые $c_1 C_1 F_1$ и $c_2 C_2 F_2$ — их оптические оси и F_e и F_s — 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 представляет

собой зазор между экраном L и зеркалом M . Перемещая эту щель вдоль оси AA , можно получать на выходной щели различные спектральные участки.

Применение фокальных монохроматоров для выделения отдельных линий позволяет получать пучки, в несколько раз более мощные, чем с обычными призмными монохроматорами²⁸.

В заключение следует сказать, что фокальные монохроматоры заслуживают безусловного внимания. Если по степени монохроматизации они и уступают обычным призмным приборам, то во многих случаях могут быть использованы как узкополосные фильтры, особенно в тех областях спектра, для которых фильтров не существует или их выбор весьма ограничен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашем обзоре мы рассмотрели основные принципы устройства монохроматоров и только попутно указали на достоинства и недостатки отдельных конструкций. Мы не ставили себе целью произвести сравнительную оценку существующих моделей с тем, чтобы сказать, какая конструкция является наилучшей. Для такой оценки потребовалось бы специальное экспериментальное исследование различных моделей по определённой программе. И даже при наличии такого исследования вряд ли можно было бы остановить выбор на какой-нибудь одной конструкции, так как невозможно создать универсальный прибор, пригодный для различных областей спектра и для решения широкого круга задач. Требования, предъявляемые к прибору, вытекают из конкретных условий решаемой задачи, и вместе с техническими и экспериментальными качествами прибора приходится всегда считаться ещё с экономическим фактором — стоимостью прибора. Поэтому наряду со сложными и дорогими приборами высокой степени монохроматизации должны существовать и упрощённые.

Улучшение качества монохроматоров должно, повидимому, пойти, во-первых, по линии применения лучших проекционных систем; именно — применения асферической и просветлённой оптики, а также получения зеркал с высоким коэффициентом отражения. Во-вторых, по линии применения веществ с большой дисперсией, а также применения дифракционных решёток.

По причинам, о которых было сказано выше, можно ожидать, что наибольшее распространение получат монохроматоры с катоптрическими системами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Пономарёв, ЖОМП 6—7, 14 (1939).
2. В. К. Johnson, Nature 134, 216 (1934); G. Haas, JOSA 39, 532 (1949).
3. С. Э. Фриш, Техника спектроскопии. Изд. ЛГУ, 1936.
4. А. С. Топорец и А. М. Кублицкий, Искусственные монокристаллы. Изд. АН СССР, 1935.
5. А. С. Топорец и Г. И. Буш, ЖОМП 12, 1 (1937).
6. M. C. Fery, J. de Physique 9, 762 (1910).
7. J. Terrien, Communications des labor. de l'Institut d'Optique №№ 15, 16 и 17 (1945).
8. J. W. Perry, Proc. Phys. Soc. 50, 265 (1938).
9. H. H. Cary, a. A. O., Beckman JOSA 31, 682 (1941).
10. Miller, Hare, Strain, George, Stickney a. Beckman, JOSA 39, 377 (1949).
11. С. А. Хршановский, Изв. АН СССР 11, 482 (1948).
12. М. А. Юрьев и И. А. Тельтевский, Изв. АН СССР 11, 452 (1947).
13. F. L. Wadsworth, Phil. Mag. 38, 337 (1894).
14. М. А. Юрьев, Изв. АН СССР 11, 454 (1947).

15. Czerny u. Turner, Zeits. f. Phys. **61**, 792 (1930).
 16. Czerny u. Plettig, Zeits. f. Phys. **63**, 590 (1930).
 17. M. Dühmke, Wiss. Abhandl. d. Phys. Techn. Reichsanstalt **26**, 1 (1942).
 18. A. H. Pfund, JOSA **14**, 337 (1927).
 19. А. С. Топорец, ЖОМП **12**, 18 (1938).
 20. J. Terrien et F. Desvignes, Revue d'Optique **27**, 451 (1948).
 21. Hilger Cataloge D. September (1936).
 22. L. Strohbusch, Zeits. f. Instrum. **59**, 417 (1939).
 23. P. H. Van-Cittert, Zeits. f. Instrum. **46**, 557 (1926).
 24. P. H. Van-Cittert, Physica **3**, 181 (1932).
 25. H. Rubens u. R. W. Wood, Phil. Mag. **21**, 249 (1911).
 26. Г. А. Тихов, Изв. Академии Наук (1916).
 27. А. Н. Теренин, Труды ГОИ **4**, в. 32 (1925).
 28. J. S. Forbes, L. J. Heivt, a. L. W. Sponer, Rev. Sci, Instr. **5**, 253 (1934).
 29. A. B. Duncan, Rev. Sci. Instr., **11**, 260 (1940).
 30. А. С. Топорец, ЖОМП **4**, 10 (1939); Журн. техн. физ. (1950).
 31. F. Desvignes, Revue d'Optique **27**, 439 (1948).
 32. Schönrock, Zeits. f. Instrum. **46**, 175 (1926).
 33. А. И. Тудоровский, Теория оптических приборов, ч. 1, изд. АН СССР, 1948 г.
-