

В

ДЛЯ ВУЗОВ

ОПТИКО-  
ЭЛЕКТРОННЫЕ  
ПРИБОРЫ  
ДЛЯ НАУЧНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

МАШИНОСТРОЕНИЕ

# В

---

ДЛЯ ВУЗОВ

## ОПТИКО- ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Под редакцией  
д-ра техн. наук проф. Л. А. Новицкого

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



---

МОСКВА  
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»  
1986

ББК 22.34  
• О-60  
УДК 681.4 (075.8)

*Л. А. Новицкий, А. С. Гоменюк, В. Е. Зубарев, А. М. Хорохоров*

Рецензенты: кафедра «Оптико-электронные приборы»  
МИИГАиК; кафедры «Оптико-электронные приборы» и  
«Спектральные и оптико-физические приборы» ЛИТМО

**Оптико-электронные приборы для научных исследований:**  
О-60 Учеб. пособие/Л. А. Новицкий, А. С. Гоменюк, В. Е. Зубарев,  
А. М. Хорохоров. — М.: Машиностроение, 1986. — 432 с.,  
ил.

В пер.: 1 р. 40 к.

Изложены принципы построения и действия оптико-электронных приборов для научных исследований (спектральные, фотометрические, интерференционные, теневые, поляризационные и измерительные) и дается краткое описание ряда типов приборов каждого класса. Описана новая элементная база, использованная при создании этих приборов, и их метрологическое обеспечение.

Учебное пособие, предназначенное для студентов вузов приборостроительных специальностей, написано в соответствии с программой курса «Оптико-электронные приборы научных исследований» и может быть использовано конструкторами, технологами и исследователями, занимающимися разработкой, изготовлением и эксплуатацией оптических приборов.

О  $\frac{2706000000-080}{038(01)-86}$  -80-86

ББК 22.34  
6П5.8

© Издательство «Машиностроение», 1986 г.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

---

Дисциплина «Оптико-электронные приборы научных исследований» (ОЭПНИ) свыше десяти лет назад введена в учебный план IV и V курсов дневного и вечернего отделений оптических специальностей вузов страны. Однако учебные пособия, в полном объеме соответствующие действующим программам по названной дисциплине, до настоящего времени отсутствовали.

В основу данной книги положен курс лекций по ОЭПНИ, в течение ряда лет читавшийся ее авторами в Московском высшем техническом училище им. Н. Э. Баумана, соответствующий действующей программе по дисциплине ОЭПНИ.

В книге изложены принципы построения и действия оптико-электронных приборов, которые используются для научных исследований, дано описание ряда приборов каждой группы и элементной базы приборов (источники излучения, первичные измерительные преобразователи и т. п.), приведены сведения о метрологическом обеспечении ряда измерений (Государственные первичные и специальные эталоны, образцы сравнения, образцовые источники и пр.).

Авторы сочли целесообразным привести также справочные данные о свойствах специальных оптических материалов, рассредоточенные в различных литературных источниках. Обобщение таких данных способствует рациональному и обоснованному выбору материалов при конструировании оптико-электронных приборов, при разработке технологии их изготовления, а также при выполнении курсовых и дипломных проектов студентами приборостроительных специальностей вузов.

Группировка приборов соответствует учебной программе по ОЭПНИ и произведена на основе принципов их работы. Каждая группа приборов описана в отдельной главе (Спектральные приборы; Фотометрические приборы; Интерференционные приборы; Поляризационные приборы; Измерительные приборы). Главы носят автономный характер, и каждую главу можно изучать вне связи с другими главами.

При построении книги авторы исходили из того, что ряд типов оптических приборов в соответствии с учебными программами Минвуза СССР излагается в курсах по другим дисциплинам (например, широко используемая при научных исследованиях кино- и фотоаппаратура, в том числе скоростная и сверхскоростная, приборы наведения и самонаведения и др.). Такие типы приборов в данной книге не описываются.

Необходимо также отметить принципы построения гл. 5 и ее названия («Измерительные приборы»). Все приборы, описываемые в гл. 1—4, тоже являются измерительными. Такое условное выделение гл. 5 принято авторами в целях группировки современных типов измерительных приборов различного назначения, еще не имеющих должного метрологического обеспечения. Очевидно, в будущем возникнет необходимость разукрупнения гл. 5. Так, уже сейчас в области колориметрии ведутся работы по созданию Государственных первичных и специальных эталонов, рабочих эталонов, исходных установок высшей точности и т. д., по завершении которых колориметрические приборы займут принадлежащее им по праву место среди других оптических приборов в курсах ОЭПНИ. То же относится и к некоторым другим приборам.

Приведенные в книге сведения о конкретных типах оптических приборов базируются на каталожных данных последних лет, относящихся к приборам, разрабатываемым рядом ведущих по данному направлению заводов, НИИ и вузов страны, к которым относятся Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова (ГОИ), Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений (ВНИИОФИ), Московский институт инженеров геодезии, аэрофотосъемки и картографии (МИИГАиК), Ленинградский институт точной механики и оптики (ЛИТМО), Московское высшее техническое училище им. Н. Э. Баумана (МВТУ) и др.

Необходимо отметить также, что ряд рассматриваемых в книге оптико-электронных приборов используется в народном хозяйстве не только при научных исследованиях, но и в производственной практике. Включение описания таких приборов в данное учебное пособие было признано авторами целесообразным в связи с отсутствием соответствующей аппаратуры узкого назначения.

При изложении материала авторы предполагали знакомство читателей с физической и геометрической оптикой, теорией оптических систем, технологией сборки и юстировки в объеме программ вузов.

Используемые единицы физических величин, их наименования и обозначения соответствуют ГОСТ 7601—78, рекомендациям Комитета научно-технической терминологии АН СССР и стандарту СТ СЭВ 1052—78.

Всюду, где это оказывается возможным, даются ссылки на соответствующие ГОСТы, ОСТы и нормалы.

Гл. 1 написана А. С. Гоменюк, гл. 2 и 4 — Л. А. Новицким, гл. 3 — В. Е. Зубаревым, гл. 5 и приложение — А. М. Хороховым.

## ВВЕДЕНИЕ

---

Среди направлений научно-технического прогресса последних лет в области физики следует указать прежде всего на развитие ракетно-космической техники, астрономии, атомной энергетики, робототехники, лазерной техники, расширение исследований в дальней инфракрасной и вакуумной ультрафиолетовой части спектра, развитие физической электроники, физики плазмы, полупроводниковой техники, физики твердого тела, криогенной техники, техники высоких давлений и температур, импульсной техники и др.

Во всех указанных направлениях эффективность научных исследований неразрывно связана с созданием средств измерения высокой точности. Среди различных типов современных измерительных средств одно из первых мест принадлежит оптико-электронным приборам.

Оптико-электронные приборы, применяемые в настоящее время для научных исследований, существенно отличаются от приборов, использовавшихся еще 20—25 лет назад. Современная оптическая аппаратура обеспечивает измерение с очень высокой точностью и надежностью параметров как непрерывных, так и быстропротекающих процессов (вплоть до нано- и субнаносекундного диапазона) в широком спектральном и энергетическом интервале, а также в условиях сильных вибраций, больших перепадов температуры и давления. Кроме того, современная оптическая аппаратура позволяет автоматизировать анализ и обработку результатов измерения.

Среди основных классов оптико-электронных приборов прежде всего следует упомянуть спектральные, фотометрические, интерференционные и поляризационные приборы.

*Спектральные* приборы предназначены для разложения сложного спектра излучения на монохроматические составляющие и для измерения их длины волны и интенсивности. С помощью современных спектральных приборов можно подробно изучать свойства и строение различных материалов, их структуру и химический состав (по наличию в спектре излучения или поглощения определенных спектральных линий).

*Фотометрические* приборы служат для исследования и измерения энергетических параметров потоков излучения как сложного спектра, так и монохроматических. Задачи, решаемые с помощью этих приборов, сводятся к измерению энергии, приносимой волной оптического диапазона, или к измерению фотометрических величин, связанных с этой энергетической характеристикой.

*Интерференционные* приборы предназначены для создания интерференционной картины и для определения с помощью этой картины оптических и других свойств веществ (состояние оптических поверхностей, аберрации оптических систем, геометрические размеры тел, явления в тонких слоях, сверхтонкие структуры спектральных линий при определении ядерных моментов, распределение интенсивности внутри спектральных линий, изучение неоднородных сред, измерение показателей преломления жидкостей и газов и др.).

*Поляризационные* приборы основаны на явлении поляризации света и служат для получения поляризованного света и изучения различных процессов, происходящих в поляризованных лучах. С помощью современных поляризационных приборов можно исследовать оптические свойства кристаллов, определять напряжения в стекле, в деталях машин и сооружений, измерять концентрацию растворов, изучать различные явления в электрическом и магнитном поле.

Наряду с перечисленными выше типами оптико-электронных приборов следует упомянуть весьма широкую группу приборов различного назначения, условно именуемых *измерительными приборами*. Эти приборы, как и другие типы оптико-электронных приборов, непрерывно совершенствуются в связи со все новыми измерительными задачами, возникающими при научных исследованиях. В настоящее время широко используются фотоэлектрические измерительные приборы (в частности, фотоэлектрические автоколлиматоры и микроскопы), новые типы микроскопов (лазерные сканирующие, телевизионные с бегущим пятном, голографические), растровые измерительные приборы, колориметрические приборы, высокоточные приборы оптической пирометрии и др.

Разработанные новые методы оптических измерений и принципы построения оптико-электронных приборов для научных исследований находят широкое применение в различных отраслях народного хозяйства. Единство и достоверность измерений, выполняемых с помощью оптико-электронных приборов, выпускаемых разными предприятиями страны, достигается с помощью системы государственных и рабочих эталонов, обеспечивающих воспроизведение с наивысшей точностью, хранение и передачу в практику измерений размеров единиц.

В настоящее время для указанных целей разработаны Государственные эталоны единиц мощности излучения и ее спектральной плотности, энергии, распределения плотности мощности в поперечном сечении пучка, энергетической освещенности и ее спектральной плотности, энергетической яркости и ее спектральной плотности, силы излучения и ее спектральной плотности в широком спектральном и энергетическом диапазоне и др. Разработаны также и утверждены общесоюзные поверочные схемы, устанавливающие назначение эталонов и систему передачи размеров единиц от эталонов к рабочим средствам измерения. Создана новая элементная база оптико-электронной аппаратуры, включающая линзовые растры, фазовые маски, новые типы кристаллов, электрооптическую керамику, инжек-

ционные полупроводниковые первичные измерительные преобразователи, принципиально новые фоторегистрирующие среды (специальные виды люминофоров, тонкие магнитные пленки), широкополосную фотометрическую и осциллографическую аппаратуру и др.

Все это в комплексе сделало возможным впервые в нашей стране измерять в абсолютных единицах характеристики оптического непрерывного и импульсного излучения в широком спектральном, энергетическом и временном диапазоне.

Естественно, ценность всех разработок в области оптического приборостроения в существенной мере определяется тем, насколько широко эти разработки внедрены в производство. Ускорение освоения производством выпуска новых высокоточных оптико-электронных приборов определяется прежде всего квалификацией кадров производственников и состоянием отечественной оптической промышленности. В настоящее время подготовка инженеров-оптиков ведется у нас в МВТУ, МИИГАиК, ЛИТМО и в некоторых других вузах страны, подготовка техников-оптиков — в большом числе специализированных техникумов. Такая организация подготовки специалистов обеспечивает высококвалифицированными инженерами и техниками отечественную оптическую промышленность, представленную первоклассными оптическими предприятиями, и способствует выходу наших оптико-электронных приборов на уровень лучших мировых образцов.

Научно-технический прогресс в стране наглядно виден и на примере оптико-электронной аппаратуры. Непрерывно развивающиеся различные новые области науки и техники требуют разработки новых типов оптических приборов. Это влечет за собой не только расширение круга разработчиков и изготовителей, но и, в первую очередь, существенное повышение их научно-технического уровня. Следствием является создание новой оптико-электронной аппаратуры как широкого применения, так и уникальной, предназначенной исключительно для научных исследований, требующих особо точных измерений в нормальных и экстремальных условиях, с автоматизацией собственно измерений, расчетов и обработки результатов измерений.



**1. НАЗНАЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ.  
ВИДЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА**

*Спектральными* называют приборы, разлагающие электромагнитное излучение на монохроматические составляющие — в спектр частот (или, что то же самое, в спектр длин волн). Они позволяют измерить частоту и интенсивность монохроматических составляющих излучения.

Исследуя спектральный состав оптического излучения, можно получить следующую информацию о веществе:

оптические свойства, а также атомное, молекулярное, кристаллическое строение различных веществ, структура полимеров, их изотропические и изомерные модификации, структура промежуточных образований, таких, как химические радикалы и молекулярные ассоциации (например, в веществах, подобных воде);

химический состав неизвестной пробы по наличию определенных спектральных линий (или групп линий) и их интенсивности; такой физический метод определения состава вещества называют *спектральным анализом*.

В зависимости от характера получаемых спектров различают следующие виды анализа: эмиссионный (по спектрам излучения), абсорбционный (по спектрам поглощения), люминесцентный (по спектрам люминесценции) и комбинационный (по спектрам комбинационного рассеяния).

При *эмиссионном анализе* пробу нагревают до температуры в несколько тысяч градусов с помощью электрической дуги, искры, пламени специальных горелок, лазерного излучения; раскаленные пары или газы испускают излучение характерного спектрального состава.

Если исследуемое вещество способно пропускать излучение, то применяют *абсорбционный анализ*. Через пробу данного вещества пропускают излучение от источника, часть энергии которого поглощается атомами или молекулами этого вещества, и в спектре излучателя появляются линии или полосы поглощения. По форме, положению и интенсивности линий поглощения определяют состав исследуемой пробы. Различают атомно-абсорбционный и молекулярно-абсорбционный анализ, которые отличаются друг от друга своими теоретическими основами, применяемыми приборами и методиками измерений.

*Комбинационный анализ* использует спектры комбинационного рассеяния твердых, жидких и газообразных проб, возбуждаемые

монохроматическими излучениями. Явление комбинационного рассеяния характеризуется тем, что при рассеянии света происходит изменение длины световой волны, чего не наблюдается при поглощении и отражении, когда изменяется только интенсивность света.

Это происходит потому, что при падении кванта излучения на молекулу исследуемого вещества возможна отдача только части его энергии молекуле, причем возможно также и заимствование энергии у молекул. Вследствие этого энергия рассеянного кванта  $h\nu_{\text{рас}}$  может быть как меньше, так и больше энергии падающего кванта  $h\nu_{\text{пад}}$  на величину  $h\nu_{\text{мол}}$ , равную энергии собственного колебания молекулы:

$$h\nu_{\text{рас}} = h\nu_{\text{пад}} \pm h\nu_{\text{мол}}$$

По изменению длины волны можно судить о частотах собственных колебаний молекул.

*Люминесцентный спектральный анализ* основан на свойстве некоторых веществ давать световую энергию при их облучении возбуждающим излучением. Поглощая падающее излучение, молекулы могут переходить в неустойчивое состояние с более высокой энергией, а затем, излучая, переходить в одно из устойчивых состояний с энергией, промежуточной между первоначальной и той, которой они обладали в неустойчивом состоянии. В результате длина волны излучения люминесценции будет отличаться от длины волны возбуждения. По длине волны излучения люминесценции можно судить об уровнях энергии неустойчивых состояний молекулы.

По точности получаемых результатов различают качественный, полуколичественный и количественный спектральный анализ.

*Качественный анализ* дает возможность определить состав вещества без указания на количественное соотношение компонентов.

*Полуколичественный анализ* дает приближенную количественную оценку компонентов с погрешностью, доходящей до 50 %.

*Количественный анализ* дает точное количественное содержание определяемых элементов в пробе (с погрешностью 5 % и менее).

Каждый вид анализа предъявляет специфические требования к используемым приборам, обусловленные особенностями получаемых спектров. Например, для комбинационного и люминесцентного анализов требуются светосильные приборы с высокой степенью подавления рассеянного в приборе излучения, поскольку необходимо регистрировать малоинтенсивные спектры на фоне мощного возбуждающего излучения; для молекулярного абсорбционного анализа, использующего сложные колебательно-вращательные спектры, требуются обычно приборы с высоким разрешением. Тем не менее большинство выпускаемых промышленностью приборов достаточно универсальны и могут применяться для проведения нескольких видов анализа (со специальными приспособлениями и сменными узлами).

## **2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СИГНАЛОВ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРАХ**

Современный оптико-электронный спектральный прибор представляет собой сложное устройство, осуществляющее преобразование сигналов различных типов. Он состоит из оптических, меха-

нических и электронных систем, физические принципы работы которых существенно различаются. Однако с точки зрения математического описания в большинстве практически важных случаев эти системы являются сходными. Общими являются такие свойства, как линейность и инвариантность систем спектрального прибора. Именно это позволяет применять для анализа и синтеза ОЭСП частотные методы, основанные на интегральном преобразовании Фурье.

### Принципиальная схема спектрального прибора

Рассмотрим прохождение и преобразование сигналов в классическом оптико-электронном спектральном приборе (рис. 1.1).

Основными составными частями спектрального прибора являются: *I* — система возбуждения излучения, спектральные характеристики которого несут информацию о тех или иных свойствах исследуемого объекта; *II* — спектральная система, позволяющая анализировать спектральные характеристики поступающего на вход излучения; *III* — приемно-регистрирующая система, преобразующая информацию с выхода спектральной системы к виду, удобному для дальнейшего анализа.

Система возбуждения излучения содержит, как правило, устройство возбуждения *1* (источник излучения, которое меняет свои спектральные характеристики при прохождении через объект, или электродуговой разряд), объект исследования *2*, осветительную систему *3*.

Спектральная система состоит из входной  $S_1$  и выходной  $S_2$  диафрагм, называемых щелями, входного  $O_1$  и выходного  $O_2$  объективов и диспергирующей системы  $D$ . Входная щель  $S_1$  и объектив  $O_1$  предназначены для формирования коллимированного пучка лучей, что необходимо для нормальной работы диспергирующего устройства. Диспергирующее устройство производит преобразование спектрального распределения энергии излучения в пространственное (в данном случае угловое) так, что некоторой длине волны  $\lambda$  однозначно соответствует определенная угловая координата. Выходной объектив  $O_2$  строит в своей фокальной плоскости монохроматические изображения входной щели. Выходная диафрагма  $S_2$  (или щель) служит для выделения одного или нескольких достаточно узких

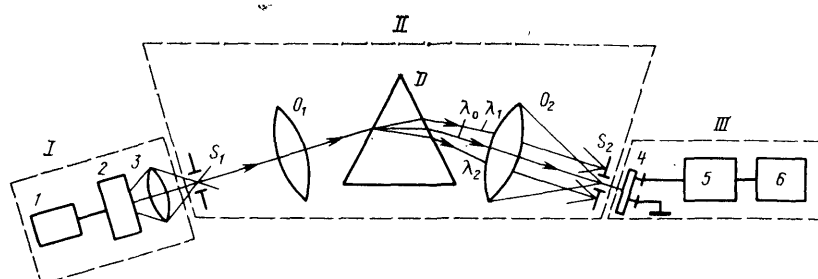


Рис. 1.1. Принципиальная схема спектрального прибора

спектральных интервалов в целях дальнейшего преобразования информации, заключенной в них.

Приемно-регистрационная система состоит из приемника лучистой энергии 4, блока предварительной обработки информации 5 и устройства отображения информации 6. Приемник энергии излучения преобразует оптический сигнал — освещенность в фокальной плоскости выходного объектива  $O_2$  — в электрический сигнал, параметры которого содержат информацию об исследуемом объекте. В блоке предварительной обработки информации электрический сигнал усиливается и фильтруется в целях повышения отношения сигнал/шум. В этом блоке возможна также цифровая обработка информации с помощью электронно-вычислительной машины (ЭВМ), встроенной в спектральный прибор, а также запоминание и накопление информации. Устройство отображения информации служит для представления результатов измерения на спектральном приборе в виде, удобном для дальнейшего анализа их исследователем или ЭВМ. ЭВМ осуществляет внешнюю связь спектрального прибора с устройствами воздействия на объект исследования в целях изменения контролируемых свойств его в желаемом направлении.

В спектральный прибор входят также различные механические системы, управляющие режимом работы прибора, осуществляющие спектральное сканирование, изменение программы работы щелей, а также модуляцию оптических сигналов и фотометрическую компенсацию в двухлучевых приборах. Все системы спектрального прибора включены в различные контуры управления и регулирования, которые могут представлять собой или простейшие цепи обратной связи, или сложнейшие разветвленные цепи, прохождение сигналов по которым управляется ЭВМ.

### Сигналы в оптико-электронных спектральных приборах

Основным сигналом, несущим информацию об исследуемом объекте, является распределение спектральной плотности яркости  $L_\lambda(\lambda)$  излучения, формируемого в системе возбуждения излучения  $I$  (см. рис. 1.1) и поступающего на вход спектральной системы  $II$ ; здесь  $\lambda$  — длина волны излучения.

Спектральная система преобразует величину  $L_\lambda(\lambda)$  в пространственное распределение спектральной плотности освещенности  $E_\lambda(x, y)$ , где  $x, y$  — прямоугольные координаты в выходной плоскости спектральной системы (фокальная плоскость выходного объектива или плоскость выходной диафрагмы  $S_2$ ) в фокальной плоскости выходного объектива  $O_2$ . При этом определенной длине волны ставится в соответствие некоторая точка выходной плоскости. Закон соответствия зависит от применяемой диспергирующей системы и фокусных расстояний входного  $O_1$  и выходного  $O_2$  объективов. В спектральных приборах, как правило, производится одномерное спектрально-пространственное кодирование  $\lambda \rightarrow x$ ; вторая координата  $y$  используется либо для увеличения количественной характе-

ристики информации (увеличение потока излучения с данной длиной волны в выходной плоскости), либо для кодирования других характеристик исследуемого излучения, например поляризации.

Таким образом, в спектральной системе происходят следующие преобразования входного сигнала:

$$L_\lambda(\lambda) \xrightarrow{A_c[\cdot]} E_\lambda(x); \quad (1.1)$$

$$\lambda \xrightarrow{\varphi} x, \quad (1.1')$$

где  $A_c[\cdot]$  — оператор преобразования спектральной системы;  $\varphi$  — функция, определяющая закон пространственно-спектрального кодирования или, иначе, закон дисперсии.

Соотношения (1.1) и (1.1') перепишем в виде

$$E_\lambda(x) = A_c[L_\lambda(\lambda)]; \quad (1.2)$$

$$x = \varphi(\lambda). \quad (1.2')$$

С учетом (1.2), (1.2') можно представить

$$E'_\lambda(\lambda) = A_c[L_\lambda(\lambda)],$$

где  $E'_\lambda(\lambda) = E(\varphi(\lambda))$ .

При осуществлении сканирования в спектральном приборе закон соответствия (1.2') изменяется в зависимости от времени  $t$ :

$$x = \varphi_t(\lambda), \quad (1.3)$$

т. е. в различные моменты времени в точки с координатами, соответствующими положению выходной щели, будет попадать излучение с разными длинами волн. Это дает возможность последовательно получать информацию о свойствах объекта, содержащуюся в различных узких спектральных участках.

Приемник энергии излучения (ПИ), чувствительная площадка которого совмещена (или оптически сопряжена) с выходной плоскостью спектральной системы, преобразует спектральную плотность освещенности  $E_\lambda(x)$  в электрический сигнал (напряжение на выходе ПИ  $u$  или ток  $i$ ). Это преобразование можно описать соответствующим оператором  $A_\Pi[\cdot]$ :

$$E_\lambda(x) \xrightarrow{A_\Pi[\cdot]} u_\lambda(x),$$

и поскольку  $x$  является функцией времени (1.3), то

$$u_\lambda(x) = u'_\lambda(t) = A_\Pi[E_\lambda(x(t))].$$

Таким образом, спектральная информация в зависимости от способа кодирования (1.3) содержится в той или иной временной характеристике сигнала  $u'_\lambda(t)$ : амплитуде, фазе, частоте, глубине модуляции и т. п.

Далее сигнал преобразуется в блоке предварительной обработки информации, действие которого можно представить некоторым обобщенным оператором фильтрации  $A_\Phi[\cdot]$ :

$$u'_\lambda(t) \xrightarrow{A_\Phi[\cdot]} U_\lambda(t)$$

или

$$U_{\lambda}(t) = U'_{\lambda}(\lambda) = A_{\Phi}[u'_{\lambda}(t)],$$

поскольку  $t$  и  $\lambda$  при фиксированном  $x$  однозначно связаны законом сканирования (1.3).

Аналогично действие регистрирующего устройства опишем оператором  $A_{\text{P}}[\cdot]$ , так что окончательно на выходе спектрального прибора будем иметь сигнал

$$F_{\lambda}(\lambda) = A_{\text{P}}[U'_{\lambda}(\lambda)].$$

Заметим, что на выходе регистрирующего устройства сигнал  $F_{\lambda}$  распределен по некоторой условной координате, например вдоль движущейся ленты самописца, отклонения пера которого пропорциональны  $F_{\lambda}$ . Учитывая связь между этой условной координатой и длиной волны  $\lambda$ , которая определяется законом сканирования (1.3) и характеристиками системы развертки регистрирующего устройства, можно считать, что  $F_{\lambda}$  зависит от  $\lambda$ .

Указанный закон кодирования спектральной координаты в пространственную координату регистрирующего устройства называется градуировкой по спектральной координате (длине волны  $\lambda$ , волновому числу  $\nu$ , частоте излучения  $f$ ).

В дальнейшем изложении мы будем считать, что все переменные, от которых зависят сигналы в спектральных приборах, с помощью соотношений типа (1.3) приведены к одной, а именно, к спектральной ( $\lambda$ ,  $\nu$  или  $f$ ) переменной.

В этом случае общее преобразование входного сигнала в спектральном приборе можно представить произведением операторов

$$F_{\lambda}(\lambda) = A_{\text{P}} \circ A_{\Phi} \circ A_{\text{II}} \circ A_{\text{C}}[L_{\lambda}(\lambda)]. \quad (1.4)$$

### Линейные инвариантные системы

Выше были рассмотрены основные сигналы в спектральных приборах и последовательности их преобразований. Сами преобразования были описаны некоторыми абстрактными операторами. Физический смысл понятия оператора раскрывается совокупностью реально осуществляемых операций над входным сигналом. Содержательное описание этих операций должно включать характеристики реальных устройств, осуществляющих их. При проектировании и расчете сложных приборов, включающих много взаимосвязанных систем, каковым является спектральный прибор, для оптимального согласования систем прибора необходимо знать вид выходного сигнала при заданном входном.

В этом смысле любая система осуществляет отображение множества входных воздействий (пространство входных сигналов) во множество откликов системы на эти воздействия (пространство выходных сигналов). Отображение описывается оператором, действующим из одного функционального пространства в другое.

Наиболее изученными являются линейные системы и соответствующие им линейные операторы. Особенность линейных систем

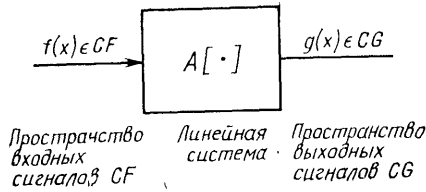


Рис. 1.2. Преобразование сигналов в линейной системе

Пусть на вход линейной системы воздействует сигнал  $f(x)$  из пространства входных сигналов  $CF : f(x) \in CF$  (рис. 1.2). Тогда на выходе появится отклик  $g(x)$  из пространства выходных сигналов  $CG : g(x) \in CG$ , что условно обозначается как

$$g(x) = A[f(x)],$$

где  $A[\cdot]$  — оператор линейной системы.

Система с оператором  $A[\cdot]$  называется линейной, если линейной комбинации входных воздействий соответствует такая же линейная комбинация их выходных откликов, т. е. если

$$f_1(x), f_2(x), \dots, f_n(x) \in CF \text{ и } g_i(x) = A[f_i(x)] \in CG, \text{ то}$$

$$A\left[\sum_{i=1}^n c_i f_i(x)\right] = \sum_{i=1}^n c_i g_i(x), \quad (1.5)$$

где  $c_i$  — постоянные коэффициенты.

Поскольку пространство входных сигналов  $CF$  является множеством функций, получаемых в реальных физических процессах и поэтому имеющих непрерывные производные достаточно высоких порядков, то любую функцию  $f(x) \in CF$  можно представить в виде линейной комбинации (конечной или бесконечной) некоторых простых функций из  $CF$ , которые будем называть элементарными сигналами. Как правило, отклики на элементарные воздействия легко определить в каждом конкретном случае применения линейной системы. Тогда отклик на воздействие  $f(x)$  определится по (1.5), где надо понимать  $\{f_i(x)\}$  как множество элементарных функций, а  $\{g_i(x)\}$  — как множество элементарных откликов.

В качестве элементарных сигналов можно выбирать различные системы так называемых ортогональных функций: тригонометрические функции кратных частот, различные классы ортогональных многочленов, прямоугольные функции типа функций Уолша и др. В каждом конкретном случае такой выбор должен соответствовать специфике  $CF$ . Для оптических и электрических систем наиболее удобным является множество элементарных сигналов из бесконечного набора так называемых  $\delta$ -функций, смещенных вдоль оси аргументов.

Дадим физическое определение дельта-функции  $\delta(x - x_0)$ . Она всюду обращается в ноль, кроме точки  $x = x_0$ , где принимает бесконечно большое значение, причем интеграл от нее по любому интер-

заключается в том, что их операторы однозначно определяются по действию на некоторое подпространство пространства входных сигналов, а именно на определенные элементарные воздействия. Точное определение линейных систем состоит в следующем.

Пусть на вход линейной системы

воздействует сигнал  $f(x)$  из пространства входных сигналов  $CF : f(x) \in CF$  (рис. 1.2). Тогда на выходе появится отклик  $g(x)$  из пространства выходных сигналов  $CG : g(x) \in CG$ , что условно обозначается как

$$g(x) = A[f(x)],$$

где  $A[\cdot]$  — оператор линейной системы.

Система с оператором  $A[\cdot]$  называется линейной, если линейной комбинации входных воздействий соответствует такая же линейная комбинация их выходных откликов, т. е. если

$$f_1(x), f_2(x), \dots, f_n(x) \in CF \text{ и } g_i(x) = A[f_i(x)] \in CG, \text{ то}$$

$$A\left[\sum_{i=1}^n c_i f_i(x)\right] = \sum_{i=1}^n c_i g_i(x), \quad (1.5)$$

где  $c_i$  — постоянные коэффициенты.

Поскольку пространство входных сигналов  $CF$  является множеством функций, получаемых в реальных физических процессах и поэтому имеющих непрерывные производные достаточно высоких порядков, то любую функцию  $f(x) \in CF$  можно представить в виде линейной комбинации (конечной или бесконечной) некоторых простых функций из  $CF$ , которые будем называть элементарными сигналами. Как правило, отклики на элементарные воздействия легко определить в каждом конкретном случае применения линейной системы. Тогда отклик на воздействие  $f(x)$  определится по (1.5), где надо понимать  $\{f_i(x)\}$  как множество элементарных функций, а  $\{g_i(x)\}$  — как множество элементарных откликов.

В качестве элементарных сигналов можно выбирать различные системы так называемых ортогональных функций: тригонометрические функции кратных частот, различные классы ортогональных многочленов, прямоугольные функции типа функций Уолша и др. В каждом конкретном случае такой выбор должен соответствовать специфике  $CF$ . Для оптических и электрических систем наиболее удобным является множество элементарных сигналов из бесконечного набора так называемых  $\delta$ -функций, смещенных вдоль оси аргументов.

Дадим физическое определение дельта-функции  $\delta(x - x_0)$ . Она всюду обращается в ноль, кроме точки  $x = x_0$ , где принимает бесконечно большое значение, причем интеграл от нее по любому интер-

валу, содержащему  $x_0$ , равен единице, что можно записать как

$$\delta(x - x_0) = \begin{cases} 0, & x \neq x_0; \\ \infty, & x = x_0, \end{cases} \quad (1.6)$$

$$\int_{x_0 - \varepsilon_1}^{x_0 + \varepsilon_2} \delta(x - x_0) dx = 1, \quad \varepsilon_1, \varepsilon_2 > 0. \quad (1.7)$$

Для любой функции  $f(x)$ , непрерывной в точке  $x = x_0$ , справедливо соотношение

$$\int_{x_0 - \varepsilon_1}^{x_0 + \varepsilon_2} f(x) \delta(x - x_0) dx = f(x_0), \quad (1.8)$$

которое называется фильтрующим свойством  $\delta$ -функции. Формула (1.8) может быть принята в качестве определения  $\delta$ -функции. Она легко доказывается из (1.6) и (1.7), где необходимо положить  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  сколь угодно малыми положительными числами.

Дельта-функция двух аргументов определяется как

$$\delta(x, y) = \delta(x) \delta(y).$$

Согласно (1.8) любую непрерывную функцию  $f(x) \in CF$  можно представить как линейную комбинацию бесконечного числа смещенных  $\delta$ -функций:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) \delta(x - \xi) d\xi,$$

где использовано свойство симметрии  $\delta$ -функции относительно точки  $\xi$ , т. е.  $\delta(x - \xi) = \delta(\xi - x)$ .

Подействуем на  $f(x)$  оператором  $A[\cdot]$  линейной системы для определения отклика  $g(x)$ , используя свойство линейности (1.5):

$$\begin{aligned} g(x) &= A[f(x)] = A\left[\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) \delta(x - \xi) d\xi\right] = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) A[\delta(x - \xi)] d\xi = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) h(x, \xi) d\xi, \end{aligned} \quad (1.9)$$

где  $h(x, \xi) = A[\delta(x - \xi)]$  — отклик на  $\delta$ -воздействие, приложенное в точке  $x = \xi$ .

Таким образом,  $h(x, \xi)$  есть значение выходного сигнала в точке  $x$  на входное  $\delta$ -воздействие, приложенное в точке  $\xi$ .

Если вид этого сигнала не зависит от точки приложения  $\delta$ -воздействия, то такие системы называют инвариантными. Тогда элементарный отклик будет зависеть лишь от разности  $x - \xi$ :

$$h(x, \xi) = h(x - \xi). \quad (1.10)$$

Реальные системы в строгом смысле не являются ни линейными, ни инвариантными. Однако в практически важных случаях как оптические, так и электрические системы можно считать таковыми.



Действительно, в электрических системах сумма сигналов на входе преобразуется в сумму соответствующих выходных сигналов, если эта сумма не выходит за пределы линейного участка характеристики системы. Инвариантность электрической системы обеспечивается неизменностью ее параметров во времени, т. е. ее стационарностью.

Несколько сложнее обстоит дело с оптическими, в частности, со спектральными приборами. Если понятие линейности применимо и здесь для не слишком интенсивных световых полей, то понятие инвариантности требует особых оговорок. Действительно, входные сигналы в оптических и спектральных приборах зависят от пространственных  $x$ ,  $y$  и спектральных  $\lambda$  переменных. Элементарные воздействия в этом случае представляют собой или яркость  $L(x, y) = k_{xy} \delta(x - x_0, y - y_0) L_0$  светящейся точки с координатами  $x_0, y_0$ , или спектральную плотность яркости  $L_\lambda(\lambda) = k_\lambda \delta(\lambda - \lambda_0) L_{\lambda_0}$  монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda_0$ , где коэффициенты  $k_{xy}, k_\lambda$  приводят в соответствие размерности определяемых элементарных сигналов с размерностью  $\delta$ -функции. Размерность  $\delta$ -функции обратна размерности аргумента, т. е. величина  $x \delta(x)$  безразмерна. Тогда

$$k_{x,y} = [x][y], \quad k_\lambda = [\lambda],$$

где  $[z]$  обозначает размерность величины  $z$ .

Но, как известно, изображение точечного объекта из-за аберраций оптических систем существенно зависит от его положения в пространстве предметов. Однако на практике все пространство предметов можно разбить на малые зоны, в пределах которых аберрации почти не меняются. Для этих зон условие инвариантности выполняется. Спектральные приборы с фотоэлектрической регистрацией работают в небольших углах поля зрения вдоль ширины узких спектральных щелей, поэтому их можно с достаточной степенью точности считать пространственно-инвариантными. Аналогично спектральные системы можно считать спектрально-инвариантными лишь в пределах узких спектральных диапазонов, поскольку условия прохождения излучений различных длин волн через спектральную систему неодинаковы.

Таким образом, в пределах приведенных выше ограничений все системы спектрального прибора можно считать линейными и инвариантными по соответствующим координатам.

### Основные положения частотного метода анализа систем

Основным методом анализа линейных и инвариантных систем является частотный метод, основанный на теории рядов и интегрального преобразования Фурье.

Любую периодическую функцию  $f(x) = f(x + T)$  с периодом  $T$ , удовлетворяющую условиям Дирихле, можно представить в виде экспоненциального ряда Фурье:

$$f(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \exp\left(j2\pi k \frac{x}{T}\right) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \exp(j\omega k x),$$

где  $c_k = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) \exp\left(-j2\pi k \frac{x}{T}\right) dx$  — комплексные весовые коэффициенты разложения  $f(x)$ ;  $k$  — порядковый номер гармонической составляющей ряда;  $\omega = 2\pi/T$  — циклическая частота основной гармонической составляющей.

Набор величин  $c_k$  определяет дискретный частотный спектр сигнала  $f(x)$ , а именно амплитудно-частотный спектр  $2|c_k|$  и фазово-частотный спектр  $\arg c_k$  ( $\arg c_k$  обозначает угол, который составляет вектор, изображающий комплексное число  $c_k$  с действительной осью комплексной плоскости).

Оптические сигналы, как правило, являются функцией нескольких переменных, которые могут быть представлены в виде многомерного ряда Фурье. Так, если функция  $f(x, y)$  является периодической по каждой координате с периодами  $T_x$  и  $T_y$  соответственно и удовлетворяет условиям Дирихле, то ее можно представить в виде ряда

$$f(x, y) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{kn} \exp\left[j2\pi\left(k \frac{x}{T_x} + n \frac{y}{T_y}\right)\right],$$

где

$$c_{kn} = \frac{1}{T_x T_y} \int_0^{T_x} \int_0^{T_y} f(x, y) \exp\left[-j2\pi\left(k \frac{x}{T_x} + n \frac{y}{T_y}\right)\right] dx dy.$$

Заметим, что как в одномерном, так и в многомерном случаях требуется выполнение условий Дирихле. Сигналы, реализуемые в практических устройствах, как правило, удовлетворяют этим условиям.

Если функция не является периодической, то ее можно представить с помощью интегрального преобразования Фурье:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(v_x) \exp(j2\pi v_x x) dv_x, \quad (1.11)$$

$$\text{где } \tilde{f}(v_x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-j2\pi v_x x) dx. \quad (1.12)$$

Весовая функция  $\tilde{f}(v_x)$  в интегральном представлении (1.11) называется спектральной плотностью функции  $f(x)$  или ее преобразованием Фурье (фурье-образ). Переменная  $v_x$  — координата в частотном пространстве, называемая частотой (временной, пространственной, спектральной в зависимости от типа основной переменной  $x$  в пространстве сигналов). Размерность  $v_x$  является обратной величиной размерности  $x$ .

Выражение (1.12) есть прямое преобразование Фурье функции  $f(x)$ , а (1.11) — обратное преобразование Фурье. Для сокращения записи вместо (1.11) и (1.12) введем обозначения:

$$\begin{aligned}\bar{f}(v_x) &= F[f(x)]; \\ f(x) &= F^{-1}[\bar{f}(v_x)],\end{aligned}$$

где  $F[\cdot]$  и  $F^{-1}[\cdot]$  — операторы прямого и обратного преобразования Фурье.

Рассмотрим некоторые свойства операторов  $F[\cdot]$  и  $F^{-1}[\cdot]$ . Из (1.11) и (1.12) следует, что эти операторы линейны. Далее можно показать:

$$F[f(x - x_0)] = F[f(x)] \exp(-j2\pi v_x x_0)$$

— теорема запаздывания;

$$F[f(x) \exp(j2\pi v_{x0} x)] = \bar{f}(v_x - v_{x0})$$

— теорема смещения спектра;

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) f^*(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(v_x) \bar{f}^*(v_x) dv_x$$

— равенство Парсеваля, выражающее закон сохранения энергии при интегральном преобразовании Фурье, здесь  $f^*(x)$  обозначает комплексно-сопряженную величину  $f(x)$ ;

$$F[f_1(x) \otimes f_2(x)] = F[f_1(x)] F[f_2(x)] \quad (1.13)$$

— теорема спектра свертки двух функций, которая определяется соотношением

$$f_1(x) \otimes f_2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\xi) f_2(x - \xi) d\xi; \quad (1.14)$$

$$F[f_1(x) f_2(x)] = F[f_1(x)] \otimes F[f_2(x)]$$

— теорема спектра произведения двух функций;

$$F^{-1} \circ F[f(x)] = F \circ F^{-1}[\bar{f}(v_x)] = f(x)$$

— взаимная обратность операторов  $F[\cdot]$  и  $F^{-1}[\cdot]$ ;

$$F\left[\frac{d}{dx} f(x)\right] = j2\pi v_x F[f(x)]$$

— спектр производной;

$$F\left[\int_{-\infty}^x f(x) dx\right] = \frac{1}{j2\pi v_x} F[f(x)]$$

— спектр интеграла от функции.

Фурье-преобразования наиболее часто встречаемых функций приведены в табл. 1.1.

### 1.1. Формулы преобразований Фурье

Функция	Фурье-образ функции
$f(x)$	$F[f(x)] = \bar{f}(v_x)$
$\delta(x)$	1
$\delta(x - x_0)$	$\exp(-j2\pi v_x x_0)$
$u(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0; \\ 0, & x < 0 \end{cases}$	$\frac{1}{j2\pi v_x}$
$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1, &  x  \leq 1/2; \\ 0, &  x  > 1/2 \end{cases}$	$\text{sinc}(v_x) = \frac{\sin \pi v_x}{\pi v_x}$
$\exp(-\alpha^2 x^2)$	$\frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} \exp\left(-\frac{\pi^2 v_x^2}{\alpha^2}\right)$
$\Lambda(x) = \text{rect}(x) \otimes \text{rect}(x) = \begin{cases} 1 -  x , &  x  \leq 1; \\ 0, &  x  > 1 \end{cases}$	$\text{sinc}^2(v_x)$
$\sin x$	$\frac{1}{2j} \left[ \delta\left(v_x - \frac{1}{2\pi}\right) - \delta\left(v_x + \frac{1}{2\pi}\right) \right]$
$\cos x$	$\frac{1}{2} \left[ \delta\left(v_x - \frac{1}{2\pi}\right) + \delta\left(v_x + \frac{1}{2\pi}\right) \right]$
$\frac{1}{\alpha} \text{rect}(x) \sin x$	$\frac{1}{2j\alpha^2} \left[ \text{sinc}\left(\frac{v_x - \frac{1}{2\pi}}{\alpha}\right) - \text{sinc}\left(\frac{v_x + \frac{1}{2\pi}}{\alpha}\right) \right]$
$u(x) \exp(-\alpha x)$	$\frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + 4\pi^2 v_x^2}} \exp\left[-j \arctg\left(\frac{2\pi v_x}{\alpha}\right)\right]$
$\exp(-\alpha  x )$	$\frac{2\alpha}{\alpha^2 + 4\pi^2 v_x^2}$
$f(x) = \begin{cases} \cos \frac{\pi}{2} \frac{x}{\tau}, &  x  \leq \tau; \\ 0, &  x  > \tau \end{cases}$	$\frac{\pi}{\tau} \frac{\cos(2\pi v_x \tau)}{\left(\frac{\pi}{2\tau}\right)^2 - (2\pi v_x)^2}$

Для функции нескольких переменных интегральное преобразование Фурье определяется аналогично (1.11) и (1.12). Так, например, для функции двух переменных  $f(x, y)$

$$F[f(x, y)] = \bar{f}(v_x, v_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-j2\pi(v_x x + v_y y)] dx dy;$$

$$F^{-1}[\bar{f}(v_x, v_y)] = f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(v_x, v_y) \exp[j2\pi(v_x x + v_y y)] dv_x dv_y.$$

При расчете оптических систем часто встречаются пространственные распределения яркости, обладающие осевой симметрией. В этом случае соответствующая функция пространственного распределения в полярной системе координат  $\{\rho, \psi\}$  будет зависеть только от полярного радиуса  $\rho$ :

$$f(x, y) = f_1(\rho, \psi) = f_1(\rho).$$

При переходе к полярной системе координат для осесимметричных функций преобразование Фурье трансформируется в преобразование Ганкеля нулевого порядка, которое определяется по формуле

$$H_0[f_1(\rho)] = \bar{f}_1(v_\rho) = 2\pi \int_0^{\infty} f_1(\rho) J_0(2\pi v_\rho \rho) \rho d\rho,$$

где  $J_0(z)$  — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Например, для функции

$$f(\rho) = \text{circ}(\rho) = \begin{cases} 1, & \rho \leq 1; \\ 0, & \rho > 1 \end{cases}$$

получим

$$\bar{f}(v_\rho) = 2\pi \int_0^1 J_0(2\pi v_\rho \rho) \rho d\rho = \frac{1}{2\pi v_\rho^2} \int_0^{2\pi v_\rho} J_0(x) x dx = \frac{J_1(2\pi v_\rho)}{2\pi v_\rho}.$$

Многомерное преобразование Фурье функций с разделяющимися переменными  $f(x, y) = f_1(x) f_2(y)$  сводится к перемножению спектров от отдельных сомножителей функции.

### Аппаратная функция спектрального прибора

Реакция линейной инвариантной системы, описываемой оператором  $A[\cdot]$ , на произвольное воздействие  $f(x)$  согласно (1.9) и (1.10) определится как

$$g(x) = A[f(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) h(x - \xi) d\xi, \quad (1.15)$$

или с учетом (1.14)

$$g(x) = f(x) \otimes h(x). \quad (1.16)$$

Функция  $h(x - \xi)$ , равная значению отклика системы в точке  $x$  на  $\delta$ -воздействие, приложенное в точке  $\xi$ , называется *аппаратной функцией системы*. Таким образом, аппаратная функция есть реакция системы на элементарное воздействие в виде  $\delta$ -функции, а реакция линейной инвариантной системы на сложное воздействие есть свертка этого воздействия с аппаратной функцией.

Заметим, что в (1.15) и (1.16) производится интегрирование в бесконечных пределах  $(-\infty, \infty)$ . Но реальные спектральные распределения по спектральной координате, например  $\nu$ , существуют в пределах  $(0, \infty)$ . Однако энергия спектрального распределения сосредоточена в конечной области волновых чисел  $\nu$ , и значение функции распределения быстро стремится к нулю при стремлении  $\nu$  как к нулю, так и к бесконечно большому значению. Поэтому для значений функции распределения в области отрицательных волновых чисел, если положить ее равной нулю для  $\nu < 0$ , формально можно пользоваться (1.15) и (1.16).

Спектральный прибор представляет собой последовательно соединенные линейно-инвариантные системы (оптические, электрические, механические). Полным оператором спектрального прибора является композиция (произведение) соответствующих этим системам операторов (1.4):

$$A = A_p \circ A_\phi \circ A_\Pi \circ A_c. \quad (1.17)$$

Аппаратная функция, соответствующая системе с оператором  $A[\cdot]$  в (1.17), определится сверткой аппаратных функций, соответствующих отдельным операторам сомножителей.

Покажем это на примере двух последовательно соединенных систем. Пусть на вход первой системы подается элементарное воздействие, приложенное в точке  $\nu_0$ , в виде  $\delta(\nu - \nu_0)$ , тогда на выходе ее будет сигнал  $A_1[\delta(\nu - \nu_0)] = h_1(\nu - \nu_0)$ , который подается на вход второй системы. Выход этой системы  $A_2[h_1(\nu - \nu_0)]$  по определению является аппаратной функцией всей системы и согласно (1.16) определится как  $h_1(\nu - \nu_0) \otimes h_2(\nu - \nu_0)$ , т. е. аппаратная функция является сверткой аппаратных функций составляющих систем.

Таким образом, аппаратная функция спектрального прибора определится выражением

$$h(\nu - \nu_0) = h_p(\nu - \nu_0) \otimes h_\phi(\nu - \nu_0) \otimes h_\Pi(\nu - \nu_0) \otimes h_c(\nu - \nu_0), \quad (1.18)$$

где  $h_p$ ,  $h_\phi$ ,  $h_\Pi$ ,  $h_c$  — аппаратные функции соответственно регистрирующей системы, блока предварительной обработки информации, приемника лучистой энергии и спектральной системы.

### 3. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ПРИБОР КАК ПРОСТРАНСТВЕННО-СПЕКТРАЛЬНЫЙ ФИЛЬТР

Анализ обобщенной структурной схемы спектрального прибора (см. рис. 1.1) и преобразования сигналов отдельными системами позволяет получить общий вид аппаратной функции спектрального прибора (1.18), которая определяет искажающее действие прибора на любое входное воздействие.

Выражение (1.18) для основного уравнения спектрального прибора является исходным, устанавливающим связь между входным спектральным распределением и регистрируемым распределением в зависимости от конструктивных параметров различных систем прибора.

Пусть на входе прибора имеется излучение, спектральная плотность яркости которого  $L_v(v)$ . Тогда зарегистрированное распределение

$$F_v(v) = h(v) \otimes L_v(v), \quad (1.19)$$

где  $h(v) = h_m(v) \otimes h_n(v) \otimes h_f(v) \otimes h_p(v)$  — аппаратная функция спектрального прибора (1.18).

Аппаратная функция спектрального прибора  $h(v)$  зависит от различных конструктивных параметров систем прибора. Эта зависимость для каждого конкретного типа спектральных приборов (спектрометров и спектрофотометров, стилометров, квантометров, растровых и интерференционных спектральных приборов) может быть найдена из анализа структурной схемы прибора рассматриваемого класса, а также анализа его оптической, электрической частей и конструктивной особенности построения прибора.

Главной частью любого спектрального прибора является спектральная система, которая в случае классического спектрального прибора представляет собой монохроматор (см. параграф 6 данной главы), состоящий из входной и выходной щелей, оптической системы формирования параллельного пучка, диспергирующего элемента и оптической системы для получения монохроматических изображений входной щели в плоскости выходной щели. При осуществлении сканирования по спектральной координате  $v$  выходная щель совместно с приемником лучистой энергии, установленным в плоскости, оптически сопряженной с этой щелью, анализируют распределение освещенности  $E_v(x)$  в изображении входной щели.

Пусть распределение пропускания выходной щели будет  $h_2(x)$ . Физический смысл функции  $h_2(x)$  — отклик системы регистрации спектрального прибора на точечный объект, находящийся в выходной фокальной плоскости фокусирующего объектива.

Распределение освещенности в изображении входной щели обозначим  $h'(x)$  при освещении входной щели монохроматическим излучением с волновым числом  $\nu_0$ , т. е. со спектральной плотностью яркости

$$L_v(v) = L_{\nu_0} k_\nu \delta(v - \nu_0),$$

где  $k_\nu = [\nu]$  — размерный коэффициент.

Учитывая линейность и инвариантность монохроматора, получим для его аппаратной функции выражение

$$h_m(v) = h'(v) \otimes h_2(v). \quad (1.20)$$

Определим вид функции  $h'(v)$ . Для этого найдем распределение освещенности в изображении точечного источника монохроматического излучения, расположенного в плоскости входной щели. Пусть от диспергирующего элемента на выходной объектив падает пло-

ская волна. Для идеального прибора в фокальной плоскости этого объектива мы получили бы распределение освещенности в виде  $\delta$ -функции. Однако из-за дифракции и аберраций оптической системы изображение точечного объекта будет обладать конечной шириной. Можно показать, что распределение амплитуд  $a(\nu)$  поля световой волны в выходной фокальной плоскости монохроматора представляет собой фурье-образ распределения амплитуд в плоскости выходного объектива  $a_1(\xi)$ :

$$a(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} a_1(\xi) \exp[-j2\pi\nu\xi] d\xi, \quad (1.21)$$

где  $\xi$  — координата в плоскости выходного объектива, измеряемая в длинах волн излучения  $\lambda_0 = 1/\nu_0$ .

Для идеального объектива безаберрационное и дифракционно-неограниченное распределение амплитуд  $a_r$  поля световой волны представляет собой  $\delta$ -функцию:

$$a_r(\nu) = a_{0r} k_\nu \delta(\nu - \nu_0). \quad (1.22)$$

Выражение (1.22) дает так называемое геометрическое приближение распределения амплитуд в изображении.

Для дифракционно-ограниченной оптической системы, имеющей размер выходного зрачка  $D$ , функция  $a_1(\xi)$  будет определяться выражением

$$a_1(\xi) = a_{10} \operatorname{rect} \frac{\xi}{D},$$

откуда по (1.21) и табл. 1.1 получим

$$a_D(\nu) = a_{10} D \operatorname{sinc}(\nu D) = a_{0D} \operatorname{sinc}(\nu D). \quad (1.23)$$

В оптических системах с аберрациями распределение амплитуд  $a_A(\nu)$  зависит от конкретного вида волновой аберрации в плоскости выходного зрачка.

Поскольку входная щель имеет конечную ширину, то необходимо найти распределение амплитуд в плоскости изображения от всех точек входной щели. Пользуясь принципом суперпозиции и свойствами линейности и инвариантности монохроматора, последовательно найдем распределение амплитуд:

в геометрическом приближении [см. (1.22)]

$$a'_r(\nu) = h_{\text{вх}}(\nu) \otimes a_{0r} k_\nu \delta(\nu - \nu_0) = a_{0r} h_{\text{вх}}(\nu);$$

в дифракционно-ограниченных системах [см. (1.23)]

$$a'_D(\nu) = a'_r(\nu) \otimes a_D(\nu) = a_{0r} a_{0D} h_{\text{вх}}(\nu) \otimes \operatorname{sinc}(\nu D);$$

в аберрационно-ограниченных системах

$$a'(\nu) = a'_D(\nu) \otimes a_A(\nu) = a_{0r} a_{0D} h_{\text{вх}}(\nu) \otimes \operatorname{sinc}(\nu D) \otimes a_A(\nu),$$

где  $h_{\text{вх}}(\nu)$  — распределение пропускания входной щели с учетом увеличения оптической системы монохроматора и закона дисперсии.



В оптических системах с исправленными aberrациями можно положить  $a_A(\nu) = a_{0A} k_\nu \delta(\nu - \nu_0)$ , тогда

$$a'(\nu) = a'_0 h_{\text{вх}}(\nu) \otimes \text{sinc}(\nu D),$$

где  $a'_0 = a_{0r} a_{0D} a_{0A}$ .

Распределение освещенности в выходной плоскости монохроматора  $h'(\nu)$  определяется степенью когерентности освещения входной щели:

для когерентного освещения

$$h'_k(\nu) = |a'(\nu)|^2 = a_0'^2 |h_{\text{вх}}(\nu) \otimes \text{sinc}(\nu D)|^2; \quad (1.24)$$

для некогерентного освещения

$$h'_n(\nu) = a_0'^2 |h_{\text{вх}}(\nu)|^2 \otimes |\text{sinc}(\nu D)|^2.$$

На практике при использовании большинства спектральных приборов приходится иметь дело с некогерентным освещением щели [исключение составляет узкий класс спектральных приборов, в том числе лазерные (см. п. 11 данной главы)]. Тогда из (1.20) и (1.24) получаем аппаратную функцию монохроматора

$$h_M(\nu) = |h_{\text{вх}}(\nu)|^2 \otimes h_2(\nu) \otimes |\text{sinc}(\nu D)|^2,$$

или в общем виде

$$h_M(\nu) = h_1(\nu) \otimes h_2(\nu) \otimes h_D(\nu), \quad (1.25)$$

где  $h_1(\nu)$  — распределение освещенности в изображении выходной щели при освещении входной монохроматическим излучением;  $h_D(\nu)$  — дифракционное уширение изображения входной щели.

Таким образом, аппаратная функция монохроматора определяется шириной входной и выходной щелей, а также дифракционным уширением. В монохроматорах выбирают ширину выходной щели равной ширине изображения входной щели. При этом, если дифракционное уширение изображения входной щели равно ширине ее геометрического изображения, то такая ширина щели называется *нормальной*.

### Аподизация аппаратной функции монохроматора

Аппаратная функция монохроматора  $h_M(\nu)$  имеет вид, близкий к функции  $\text{sinc}(\nu)$ , поскольку в первом приближении

$$h_1(\nu) \approx h_2(\nu) \approx \delta(\nu - \nu_0).$$

Функция  $\text{sinc}(\nu)$  кроме основного имеет дополнительные, так называемые побочные максимумы, которые затрудняют разрешение слабых спектральных линий на фоне сильных. Поэтому необходимо уменьшать величину побочных максимумов. Эта операция называется *аподизацией*. (В общем случае аподизацией называется любое воздействие на форму аппаратной функции с целью изменения ее в желаемом направлении.)

Если ввести в плоскости выходного объектива амплитудно-фазовую пластинку с комплексным коэффициентом пропускания  $T(\nu) =$

$= \tau(\nu) \exp(-j\varphi(\nu))$ , то аппаратная функция монохроматора определяется как

$$h'_m(\nu) = h_m(\nu) \otimes T(\nu).$$

Выбирая пластинки с различными  $T(\nu)$ , можно по-разному изменять контур исходной аппаратной функции  $h_m(\nu)$ . Один из способов аподизации заключается в том, что в плоскости выходного объектива располагают неоднородный поглощающий фильтр с амплитудным коэффициентом пропускания, уменьшающимся от центра к краям. При этом уменьшается интенсивность побочных максимумов и несколько ухудшается разрешение из-за уширения основного максимума.

Другим способом аподизации является использование контурной диафрагмы. Пример этого способа приведем в параграфе 10 данной главы. Качественно влияние неоднородно поглощающего фильтра или контурной диафрагмы на форму распределения амплитуд поля в пятне рассеяния можно объяснить тем, что световую волну, дифрагирующую на некотором отверстии, можно представить в виде суперпозиции волны, прошедшей через отверстие без искажения, и волны, источником которой служит край отверстия. Неоднородный фильтр уменьшает амплитуду волны, испускаемой краем, в результате чего ослабляются интерференционные эффекты, и величина побочных максимумов падает.

Поскольку аппаратная функция всего спектрального прибора является сверткой аппаратных функций отдельных его частей [см. формулу (1.18)], то процесс аподизации аппаратной функции монохроматора  $h_m(\nu)$  можно проводить в любой другой системе спектрального прибора. Так, выбирая подходящим образом  $h_\phi(\nu)$ , можно подавить побочные максимумы  $h_m(\nu)$  без ухудшения спектрального разрешения. Этот способ называется электрической аподизацией или оптимальной фильтрацией спектральной информации электрическими методами. Кроме того, можно провести аподизацию с помощью электронной вычислительной машины при окончательной обработке спектральной информации — этот способ называется оптимальной цифровой фильтрацией.

Необходимо обратить внимание на то, что не существует универсального метода аподизации, и поэтому в каждом конкретном случае необходимо выявлять причины появления побочных максимумов. Кроме того, при спектральных измерениях важна величина побочных максимумов не столько аппаратной функции монохроматора, сколько аппаратной функции всего спектрального прибора.

### Редукция к идеальному спектральному прибору

При проведении измерений на спектральных приборах даже для монохроматического излучения регистрируемое распределение имеет конечную ширину, что объясняется конечностью ширины аппаратной функции. Именно этот факт ограничивает спектральное разрешение прибора.

Анализируя уравнение (1.19), описывающее процесс измерения, можно сделать следующий вывод. Уравнение (1.19) является функциональным уравнением, связывающим входное воздействие, выходной отклик и аппаратную функцию спектрального прибора. Это уравнение можно разрешить относительно любой из трех функций при известных двух оставшихся. Решим это уравнение относительно входного воздействия  $L_v(v)$ . Из (1.19) и (1.21) получим

$$\tilde{F}_v(\xi) = \tilde{L}_v(\xi) \tilde{h}(\xi), \quad (1.26)$$

где  $\xi$  — координата частотного пространства, сопряженная спектральной координате  $v$ .

Осуществляя элементарные преобразования в (1.26) и переходя к обратному преобразованию Фурье, получим

$$L_v(v) = F^{-1}[\tilde{F}_v(\xi)/\tilde{h}(\xi)]. \quad (1.27)$$

Операция, описываемая уравнением (1.27), называется *редукцией к идеальному спектральному прибору*, т. е. к прибору с  $\delta$ -образной аппаратной функцией. Однако необходимо сразу оговориться, что идеального восстановления исходного распределения  $L_v(v)$  невозможно добиться по следующим причинам:

измеренное распределение  $F_v(v)$  содержит случайную составляющую, обусловленную погрешностью измерения;

точное фурье-преобразование выполняется в бесконечных пределах, а реальные функции в правой части (1.27) известны лишь на ограниченных участках изменения  $v$  и  $\xi$ .

Но в некоторых случаях такая операция позволяет увеличить разрешающую силу. Так, если полуширина измеренного контура  $F_v(v)$  больше спектральной ширины щели не менее чем в 4 раза, то разрешающую силу можно увеличить в 5 раз.

Для решения (1.27) применяют метод последовательного приближения, который заключается в следующем. Если измеренный спектр  $F_v(v)$  отличается от истинного  $L_v(v)$  на небольшую величину, то согласно (1.19) можно написать

$$\Delta F_v = F_v - L_v = h \otimes L_v - L_v.$$

Тогда первое приближение для  $L_v$  будет

$$L_v^{(1)} = F_v - \Delta_1,$$

где  $\Delta_1 = h \otimes F_v - F_v$  (именно здесь предполагается малость  $\Delta F_v$ ). Погрешность определения  $L_v^{(1)}$ , равную  $L_v^{(1)} - L_v$ , заменяем ее приближенным значением

$$\Delta_2 = F_v - h \otimes (F_v - \Delta_1) = F_v - h \otimes F_v + h \otimes \Delta_1 = h \otimes \Delta_1 - \Delta_1.$$

Тогда второе приближение будет

$$L_v^{(2)} = L_v^{(1)} + \Delta_2 = F_v - \Delta_1 + \Delta_2.$$

Аналогично третье приближение будет

$$L_v^{(3)} = F_v - \Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3,$$

где  $\Delta_3 = h \otimes \Delta_2 - \Delta_2$ .

Процесс приближения продолжают до тех пор, пока очередная поправка не станет меньше погрешностей измерения. Описанная операция осуществляется специализированной ЭВМ.

#### 4. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Важной характеристикой спектрального прибора, тесно связанной с его аппаратной функцией, является предел разрешения, определяемый как наименьшая разность волновых чисел \*  $\delta\tilde{\nu}$  или длин волн  $\delta\lambda$  двух монохроматических спектральных линий равной интенсивности, которые разрешаются, т. е. наблюдаются раздельно. Принято различать теоретический и реальный пределы разрешения.

##### Предел разрешения и разрешающая способность спектрального прибора

*Теоретическим* называется *предел разрешения*  $\delta\lambda$  спектрального прибора, обусловленный волновой природой света. Он определяется из решения задачи дифракции света на апертурной диафрагме прибора.

*Реальный предел разрешения* определяется помимо дифракционных искажений конечными размерами входной диафрагмы, аберрациями оптической системы, инерционностью и шумами приемно-регистрирующей системы, несовершенством изготовления и юстировки отдельных оптических и механических элементов прибора.

Однако понятия предела разрешения недостаточно для характеристики приборов, работающих в различных областях спектра. Поэтому вводят понятие *разрешающей способности* (или *разрешающей силы*) спектрального прибора

$$r = \frac{\tilde{\nu}}{\delta\tilde{\nu}} = \frac{\lambda}{\delta\lambda}.$$

В теории спектральных приборов важным является вопрос о том, при каких условиях две линии могут наблюдаться раздельно, т. е. вопрос о критериях разрешения.

**Критерий разрешения.** Для идеального спектрального прибора две спектральные линии одинаковой интенсивности находятся на пределе разрешения, если главный максимум дифракционного изображения одной из них совпадает с первым минимумом другой (рис. 1.3); при этом суммарная освещенность посередине между линиями равна приблизительно 80 % освещенности в главных максимумах. Это визуальный критерий: глаз легко может заметить провал освещенности в 20 %. Однако критерий Рэля удобен для расчетов тогда, когда аппаратная функция прибора определяется дифрак-

\* В инфракрасной спектроскопии часто вместо длин волн пользуются обратными величинами — волновыми числами  $\tilde{\nu} = 1/\lambda = \nu/c$  ( $c$  — скорость света), которые измеряются в обратных сантиметрах ( $\text{см}^{-1}$ ). Если длина волны выражена в микрометрах, то  $\tilde{\nu} = 10^4/\lambda$  [ $\text{см}^{-1}$ ].

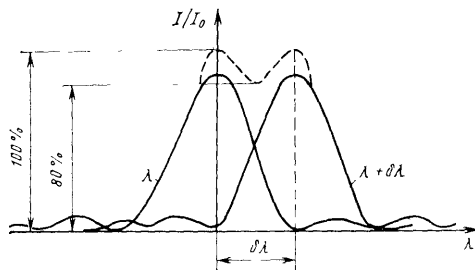


Рис. 1.3. Разрешение двух монохроматических спектральных линий (критерий Рэля)

ется, что две спектральные линии одинаковой интенсивности находятся на пределе разрешения, если расстояние между их максимумами равно полуширине кривой аппаратной функции. Под *полушириной кривой* понимают длину интервала абсцисс, в пределах которого ординаты кривой не меньше половины максимальной ординаты.

Практически для всех реальных форм аппаратной функции при расстоянии между линиями, равном ее полуширине, суммарный измеряемый контур имеет провал такой величины, которая достаточна для его регистрации. Например, для аппаратной функции гауссовой формы (описываемой уравнением  $A(x) = Ae^{-ax^2}$ ) суммарный контур будет иметь центральный минимум, ордината которого равна 0,92 максимального значения.

Такой критерий разрешения можно применять как в случае теоретического определения аппаратной функции прибора, так и в случае ее экспериментального измерения. Им особенно удобно пользоваться при экспериментальном определении предела разрешения прибора, для этого достаточно измерить его аппаратную функцию.

### Светосила спектрального прибора

Для получения информации об исследуемом излучении недостаточно, чтобы спектральный прибор имел только высокое разрешение. Он должен еще обладать способностью измерить спектральную мощность излучения, заключенную в разрешаемом интервале спектра.

Это означает, что сигнал, вырабатываемый приемно-регистрирующей системой при действии на нее излучения, должен превосходить уровень ее собственных шумов в определенное число раз, т. е. должно обеспечиваться требуемое соотношение сигнал/шум. Светосила характеризует способность прибора регистрировать излучение малой спектральной плотности мощности.

Предположим, что на вход спектрального прибора подано квази-монохроматическое излучение, т. е. такое, что полуширина линии излучения значительно меньше полуширины аппаратной функции.

цией, и распределение энергии в изображении двух линий имеет минимальное значение.

### Аппаратная функция как мера разрешения спектрального прибора

Понятие аппаратной функции позволяет с единых позиций оценить предел разрешения любых спектральных приборов. Счита-

Тогда, пользуясь линейностью оптической системы спектрального прибора, можно записать

$$\Phi = BL_{\lambda};$$

$$E = bL_{\lambda},$$

где  $\Phi$  и  $E$  — соответственно поток, поступающий на приемник излучения прибора, или освещенность на нем, в зависимости от вида приемно-регистрирующей системы (при фотоэлектрической регистрации это поток, при фотографической — освещенность);  $L_{\lambda}$  — спектральная яркость исследуемого излучения.

Коэффициент пропорциональности  $B$  называется *светосилой спектрального прибора по потоку* и численно равен потоку излучения, поступающему в приемно-регистрирующую систему прибора при единичной спектральной яркости исследуемого квазимонохроматического излучения.

Соответственно  $b$  называется *светосилой прибора по освещенности* и определяется как освещенность приемника излучения при единичной спектральной яркости исследуемого квазимонохроматического излучения.

Вид аналитического выражения для светосилы является специфическим для каждого типа прибора.

Светосила является важной характеристикой спектрального прибора и не всегда связана с его разрешающей способностью. Существует обширный класс щелевых приборов, в которых светосила зависит от разрешающей способности, причем настройка конкретного прибора на режим работы с максимальным разрешением за счет сужения щелей автоматически ведет к уменьшению его светосилы.

### Дисперсия

Необходимо различать дисперсию материала и дисперсию прибора. *Дисперсией материала* называют производную показателя преломления  $n$  по длине волны (или волновому числу)  $dn/d\lambda$ ; эта величина используется для характеристики призмных спектральных приборов. *Дисперсия прибора* может быть угловой и линейной. Если излучения двух близких длин волн  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$  отклоняются прибором на углы  $\beta$  и  $\beta + d\beta$  соответственно, то *угловая дисперсия* есть производная  $d\beta/d\lambda$ . Если  $dl$  — расстояние на поверхности изображения между двумя близкими спектральными линиями, разность длин волн которых  $d\lambda$ , то *линейная дисперсия* есть производная  $dl/d\lambda$ .

На практике часто пользуются понятием *обратной линейной дисперсии*  $d\lambda/dl$ , которую выражают в нм/мм или в мкм/мм.

### Классификация спектральных приборов

Современные спектральные приборы представляют собой обширный класс устройств, значительно различающихся по назначению, конструктивным принципам работы и характеристикам. Поэтому возможны несколько типов классификации таких приборов.

**По методу разложения исследуемого излучения в спектр спектральные приборы подразделяются на следующие типы.**

а) Призменные спектральные приборы. В них разложение исследуемого излучения в спектр по частотам колебаний (или длинам волн) основано на явлении дисперсии в призме. Классические призменные приборы, в которых входным элементом является узкая спектральная щель, можно рассматривать как аналоговые устройства преобразования входного сигнала (исследуемого излучения). Над входным сигналом проводятся операции вычисления автокорреляционной функции и преобразования Фурье по частотам колебаний.

б) Дифракционные спектральные приборы. К этому типу относятся щелевые приборы, в которых для разложения излучения в спектр в качестве диспергирующего элемента используется дифракционная решетка.

в) Растровые спектральные приборы. Приборы этого типа отличаются от классических тем, что вместо одной входной и одной выходной щели они содержат множество щелей на входе и выходе, выполненных в виде растров разнообразной конфигурации. Разложение исследуемого излучения в спектр по частотам колебаний (длинам волн) в этих приборах производится диспергирующей призмой или дифракционной решеткой. Пропускающие зоны входного и выходного растров существенно превосходят по площади щели классических приборов, поэтому растровые приборы имеют более высокую светосилу при той же разрушающей способности, что и щелевые приборы.

г) Спектрометры с преобразованием Адамара. Разложение излучения в спектр в таких приборах производится подобно тому, как это делается в классических приборах. Однако эти спектрометры содержат специальную маску, кодирующую излучение в соответствии с так называемым кодом Адамара. Применение такого кода позволяет увеличить в несколько раз отношение сигнал/шум в приемно-регистрающей системе прибора, что эквивалентно повышению светосилы. Вычисление спектра производится на ЭВМ.

д) Спектральные приборы с эталоном Фабри—Перо. В этих приборах спектральное разложение производится эталоном Фабри—Перо, действие которого основано на многолучевой интерференции. При высокой светосиле они имеют очень большую разрешающую способность.

е) Интерференционные спектральные приборы с селекцией по амплитуде модуляции (СИСАМ). СИСАМ построен на базе интерферометра (обычно по схеме Майкельсона), в котором плоские зеркала заменены дифракционными решетками или (реже) диспергирующими призмами. При линейном изменении разности хода двух интерферирующих пучков периодически изменяется освещенность в интерференционной картине на выходном отверстии прибора, тем самым осуществляется амплитудная модуляция излучения в узкой спектральной области. Это модулированное излучение регистрируется приемником. Сканирование спектра осуществляется разворотом

решеток. СИСАМы относятся к приборам высокой светосилы. ж) Фурье-спектрометры. Фурье-спектрометр представляет собой интерферометр с обычными зеркалами, на выходе которого при линейном изменении разности хода двух пучков каждая монохроматическая составляющая входного излучения модулируется с частотой, пропорциональной частоте излучения. Регистрируемый приемником сложный сигнал (фурье-интерферограмма) представляет собой автокорреляционную функцию исследуемого излучения. Преобразование Фурье (1.21) от автокорреляционной функции производится на ЭВМ. Информация обо всем исследуемом диапазоне выдается одновременно. Фурье-спектрометры являются светосильными приборами с высокой разрешающей способностью. Особенно большой выигрыш в светосиле по сравнению с классическими приборами СИСАМ и фурье-спектрометр имеют в инфракрасной области спектра.

з) Лазерные спектральные приборы. К этой группе принято относить все спектральные приборы, в которых источником излучения служит лазер. В спектроскопии используются такие замечательные свойства лазерного излучения, как высокая монохроматичность, большая спектральная плотность мощности излучения, малая расходимость, малая длительность импульса. Лазерные приборы отличаются чрезвычайно высокой разрешающей способностью: они позволяют регистрировать спектральные линии с разрешением на уровне естественного уширения, а также измерять малые концентрации различных веществ в сложных смесях.

**По способу регистрации спектра** различают приборы:

а) с визуальной регистрацией (приемник излучения — глаз);  
б) с фотографической регистрацией (запись информации на фотопластинку или фотопленку);

в) с фотоэлектрической регистрацией; в этой группе приборов регистрация излучения осуществляется фотонными приемниками лучистой энергии (фотоэлементами с внешним фотоэффектом, фотоэлектронными умножителями, вакуумными электронными умножителями, фоторезисторами, фотодиодами) и тепловыми приемниками (болометрами, селективными и неселективными оптико-акустическими приемниками, термопарами).

**По точности анализа** различают приборы для качественного, полуколичественного (с относительной погрешностью до 50 %) и количественного анализа (с погрешностью порядка 5 % и менее).

**По виду спектрального анализа** можно выделить приборы для эмиссионного, абсорбционного, люминесцентного и анализа по спектрам комбинационного рассеяния. Иногда выделяют приборы для атомного абсорбционного и молекулярного абсорбционного анализа.

**По типу оптической части** различают спектральные приборы с монохроматической оптической частью, которые могут выделять узкий спектральный участок (одну спектральную линию) и с полихроматической оптической частью, когда выделяется достаточно протяженный участок спектра (несколько спектральных линий).

**По оптическим характеристикам** спектральные приборы классифицируются следующим образом:



а) по рабочему диапазону спектра: приборы для дальней (вакуумной) и ближней ультрафиолетовой областей ( $\lambda = 1 \div 185$  нм и  $185 \div 380$  нм соответственно), для видимой области спектра ( $\lambda = 380 \div 760$  нм), для ближней, средней и дальней инфракрасной области ( $\lambda = 0,76 \div 2,5$  мкм;  $2,5 \div 50$  мкм;  $50 \div 100$  мкм);

б) по дисперсии: приборы малой (десятки нанометров на 1 мм) средней (единицы нанометров на 1 мм), большой (десятые доли нанометров на 1 мм) и высокой (сотые доли нанометров на 1 мм) дисперсии;

в) по светосиле: приборы малой, средней и большой светосилы.

## 5. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ О СПЕКТРАЛЬНОМ СОСТАВЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Существует несколько методов разложения излучения на монохроматические составляющие. К ним относятся: дисперсия в призме, дифракция на дифракционной решетке, фильтрация излучения с помощью узкополосных фильтров, кодирование сигналов с применением растров в комбинации с каким-либо диспергирующим элементом, интерференционные методы (двухлучевая интерференция на базе различных схем интерферометров, многолучевая интерференция с применением эталона Фабри—Перо).

### Дисперсия в призме

Одним из простых способов разложения излучения в спектр является использование призмы или системы призм. При прохождении белого света через призму пучок лучей разных длин волн отклоняется к основанию призмы на разные углы. Это происходит потому, что показатель преломления материала призмы изменяется с изменением длины световой волны, т. е. преломляющее действие призмы разное для лучей различных длин волн. Угол  $A$  при вершине призмы (рис. 1.4) называется преломляющим углом призмы. Так как призмы чаще всего работают в параллельных лучках, рассмотрим ход одного из лучей падающего на нее пучка. Обозначим через  $i_1$  и  $i_2$  — углы падения лучей на грани призмы, через  $i'_1$  и  $i'_2$  — углы преломления на этих гранях. Угол  $\varphi$  называется углом отклонения и определяется выражением

$$\varphi = i_1 + i'_2 - A.$$

Ход луча через призму можно рассчитать по формулам

$$\sin i'_1 = \frac{\sin i_1}{n};$$

$$i_2 = A - i'_1;$$

$$\sin i'_2 = n \sin i_2,$$

где  $n$  — показатель преломления материала.

При данном угле падения  $i_1$  угол  $\varphi$  возрастает с увеличением угла  $A$  и с увеличением  $n$ . Для прозрачных веществ  $n$  возрастает

с уменьшением  $\lambda$ , поэтому коротковолновое излучение сильнее отклоняется призмой, чем длинноволновое. Угол отклонения  $\varphi$  принимает минимальное значение при симметричном ходе лучей в призме, т. е. при

$$i_1 = i'_2 \text{ и } i'_1 = i_2.$$

При этом угловое увеличение  $\Gamma = 1$ , т. е. спектральная линия не уширяется.

*Угловая дисперсия призмы* определяется как производная угла отклонения  $\varphi$  по длине волны  $\lambda$  и в общем случае определяется как [16]

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\sin A}{\cos i'_1 \cos i'_2} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Для минимума отклонения угловая дисперсия призмы

$$\left( \frac{d\varphi}{d\lambda} \right)_0 = \frac{2 \sin A/2}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 A/2}} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Для получения большей угловой дисперсии следует применять призмы с большими преломляющими углами (но так, чтобы не было полного внутреннего отражения на второй грани призмы согласно условию  $\sin A/2 < 1/n$ ) из материалов с большими значениями  $n$ . Угловая дисперсия призмы изменяется нелинейно с изменением  $\lambda$ , так как показатель преломления  $n$  нелинеен в функции  $\lambda$ . Для системы одинаковых призм, установленных в минимуме угла отклонения, угловая дисперсия пропорциональна числу призм.

*Угловое увеличение* при прохождении пучка лучей через призму не в минимуме угла отклонения в меридиональном сечении определяется формулой

$$\Gamma = - \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i'_1 \cos i'_2}.$$

Если лучи через призму идут в минимуме отклонения, то  $i_1 = i'_2$  и  $i'_1 = i_2$ , следовательно,  $\Gamma = 1$ , т. е. спектральная линия не уширяется.

*Кривизна спектральных линий* в плоскости изображения вызывается тем, что лучи, идущие от краев входной щели, проходят призму не в главном сечении с преломляющим углом  $A'$  (рис. 1.5). При этом  $A' \neq A$ , и кривизна спектральных линий направлена выпуклостью в длинноволновую область спектра. Для компенсации искривления линий применяют искривленные щели с кривизной, равной по величине, но противоположной по знаку кривизне линий, вносимой призмой.

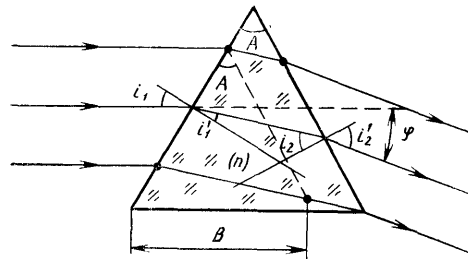


Рис. 1.4. Ход лучей в призме в главном сечении

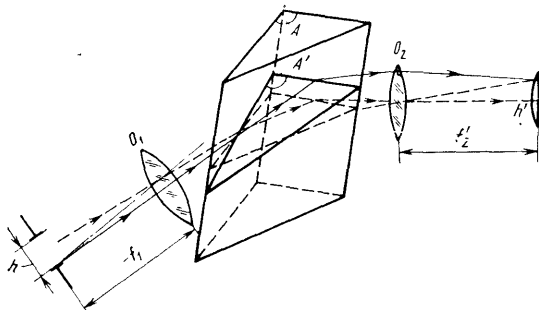


Рис. 1.5. Схема образования искривления спектральных линий

Потери света в призме обусловлены тем, что при прохождении излучения через призму часть лучистой энергии теряется при отражении лучей от граней призмы и при поглощении внутри нее. Потери на отражение при преломлении могут быть рассчитаны по формулам Френеля [9], в соответствии с которыми

коэффициенты отражения на преломляющей поверхности зависят от характера поляризации падающего света.

Коэффициент пропускания призмы с учетом только отражения на гранях определяется как

$$\tau_p = \frac{1}{2} [(1 - \rho_p)^2 + (1 - \rho_s)^2],$$

где  $\rho_p$ ,  $\rho_s$  — коэффициенты отражения линейно поляризованного излучения, плоскость поляризации которого соответственно параллельна и перпендикулярна плоскости падения излучения.

Рассмотрим теперь поглощение света в призме. Пропускание поглощающей призмы при прохождении через нее лучей в минимуме отклонения определяется выражением

$$\tau_n = \frac{1 - 10^{-ab}}{2,3ab},$$

где  $a$  — показатель поглощения материала призмы;  $b$  — эффективный размер основания призмы (см. рис. 1.4).

Общее пропускание призмы

$$\tau = \tau_p \tau_n.$$

Разрешающая способность призмы при прохождении лучей через призму в минимуме угла отклонения определяется как

$$r = b \frac{dn}{d\lambda}.$$

Материалы для спектральных призм выбирают исходя из его области прозрачности, показателя преломления  $n$ , дисперсии вещества  $dn/d\lambda$ , а также двойного лучепреломления, однородности, возможности механической обработки, влагоустойчивости. В табл. 1.2 приведены области применения различных материалов для призм.

Системы призм используют во многих спектральных приборах наряду с обычной призмой с преломляющим углом приблизительно  $60^\circ$ . Часто в автоколлимационных схемах применяют призму с углом  $30^\circ$  с зеркальной гранью, в которой пучок лучей диспергирует в пря-

### 1.2. Материалы спектральных призм

Материал	Рабочий спектральный диапазон, мкм	Пропускание $\tau$ при разн. толщине $d$	Показатель преломления $n$ для разных $\lambda$	Коэффициент дисперсии $dn/d\lambda$ , $\text{мкм}^{-1}$ , для разных $\lambda$	Примечание
Фтористый литий LiF	0,11—0,2 2—5,9	0,90 (1) 0,97 (10)	1,4402 (0,2) 1,3494 (4)	0,65 (0,2) $2 \cdot 10^{-2}$ (4)	Растворим в кислотах, легко раскалывается, мягкий
Фтористый кальций (флюорит) CaF <sub>2</sub>	0,13—0,2	0,85 (10)	1,4964 (0,2)	0,9 (0,2)	Легко раскалывается, мягкий
Кристаллический кварц	0,2—0,4 2—3,5	0,98 (1)	1,5779 (0,3)	0,4 (0,3)	Анизотропный, может вызывать двойные спектральных линий
		0,91 (10)	1,4995 (3)	$3 \cdot 10^{-2}$ (3)	
Стекло: Ф-1 ТФ-1	0,35—2,5	0,99 (10)	1,6128 (0,589)	0,08 (0,589)	Мягкое
		0,99 (10)	1,6475 (0,589)	0,09 (0,589)	
Хлористый натрий NaCl	0,25—0,4 5—15,4	0,94 (10)	1,5995 (0,312)	0,6 (0,3)	Изотропный, гигроскопичный, растворим в воде
		0,93 (10)	1,4947 (10)	$6 \cdot 10^{-3}$ (10)	
Хлористый калий KCl	0,25—0,4 5—15,4	0,95 (10)	1,5391 (0,312)	0,3 (0,3)	Изотропный, гигроскопичный, растворим в воде
		0,92 (10)	1,4566 (10)	$8 \cdot 10^{-3}$ (10)	
Бромистый калий KBr	9—26	0,89 (10)	1,5007 (18)	$4 \cdot 10^{-3}$ (18)	Изотропный, гигроскопичный, растворим в воде
Бромистый цезий CsBr	10—38	0,90 (10)	1,6282 (25)	$4 \cdot 10^{-3}$ (25)	Мягкий, гигроскопичный, растворим в спирте
KRS-5 (TlBr—TlI)	24—40	0,70 (10)	2,2682 (33)	$7 \cdot 10^{-3}$ (33)	Токсичный, мягкий, легко деформируется
Йодистый цезий CsI	10—50	0,91 (10)	1,6765 (40)	$4 \cdot 10^{-3}$ (40)	Гигроскопичный, легко раскалывается

Примечание. Цифры в скобках соответствуют  $d$  (в мм) и  $\lambda$  (в мкм).

мом и обратном ходе, и она эквивалентна по дисперсии призме с углом  $60^\circ$ . На рис. 1.6 показаны призмы, которые используются в спектральном приборостроении. Призма Резерфорда (рис. 1.6, а) дает возможность получить большую дисперсию, так как применение двух крайних призм уменьшает потери на отражение в средней призме 1, что дает возможность увеличить преломляющий угол средней призмы примерно до  $120^\circ$ . Крайние вспомогательные призмы 2 изготовляют из крона, среднюю основную — из флинта.

В ряде случаев необходимо иметь постоянный угол между лучами, входящими в призму и выходящими из нее, для разных длин волн. В этом случае применяют призму постоянного угла отклонения Аббе (рис. 1.6, б). В этом случае диспергирующими призмами

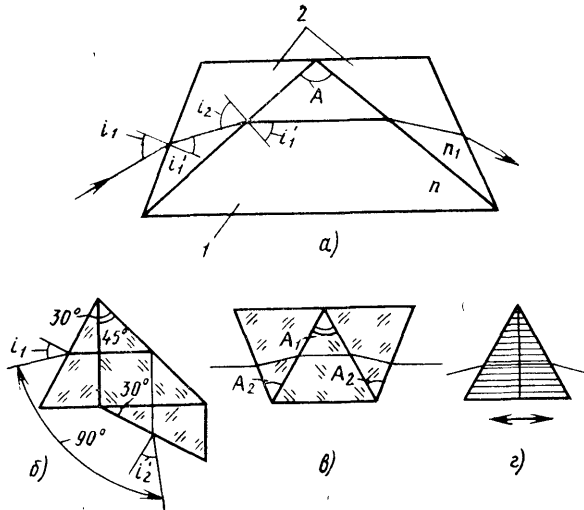


Рис. 1.6. Призмы:  
 а — Резерфорда; б — постоянного угла отклонения Аббе; в — прямого зрения Амичи; г — кварцевая призма Корню

являются две крайние  $30^\circ$ -ные призмы, а средняя служит для отражения лучей от ее гипотенузной грани. Действие призмы основано на том, что лучи, прошедшие через обе крайние призмы в минимуме отклонения, выходят из нее под углом  $90^\circ$  по отношению к падающему на призму пучку. Для того чтобы выделить лучи с разными длинами волн, идущие по одному направлению после призмы, последнюю необходимо вращать вокруг оси  $O$ . Крайние призмы изготовляют из флинта, среднюю — из крона. По дисперсии такая призма эквивалентна  $60^\circ$ -ной призме.

В некоторых приборах важно сохранить направление лучей, вошедших в призму и вышедших из нее, неизменным. Для этого служит призма прямого зрения Амичи (рис. 1.6, в). Лучи, прошедшие среднюю призму в минимуме отклонения, выходят из призмы Амичи в том же направлении, что и входящие в нее лучи. Крайние призмы изготовливают из крона, среднюю — из флинта. Призма обладает небольшой дисперсией, так как дисперсия крайних призм противоположна по направлению дисперсии средней призмы.

При работе прибора в ультрафиолетовой области спектра применяют кварцевую призму Корню (рис. 1.6, г). Призму делают из двух половин — левовращающего и правовращающего кварца, чтобы устранить вращение плоскости поляризации. Для устранения двойного лучепреломления призма вырезается таким образом, чтобы оптическая ось кристалла была направлена вдоль ее основания. Обе половины призмы посажены на оптический контакт.

### Дифракционная решетка и ее характеристики

**Плоская отражательная дифракционная решетка.** Дифракционные решетки получили большое распространение, особенно в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, где неизвестны прозрачные материалы для изготовления призм. Решетки

бывают прозрачные и отражательные, плоские и вогнутые [9], голографические. Так как в приборах с фотоэлектрической регистрацией спектра применяют главным образом плоские отражательные решетки, то ограничимся рассмотрением их свойств.

В современных спектральных приборах широко используют *ступенчатые отражательные плоские дифракционные решетки* — эшелетты, позволяющие концентрировать максимум световой энергии в нужную область спектра. Такие решетки представляют собой совокупность узких равноотстоящих параллельных зеркальных полосок с треугольным профилем штриха (рис. 1.7) и устанавливаются, как правило, в параллельных пучках лучей, выходящих из коллиматорного объектива.

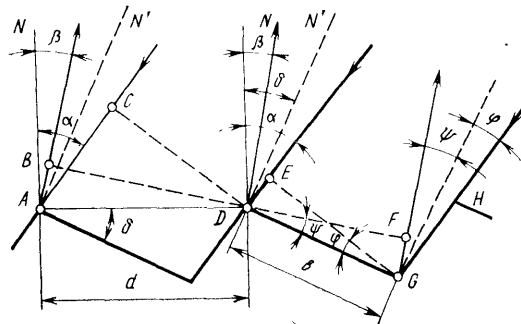


Рис. 1.7. Дифракция на плоской дифракционной решетке

При падении на эшелетт параллельного пучка лучей на каждой зеркальной площадке происходит дифракция, и пучки, дифрагированные на всех площадках, интерферируют между собой, так как они когерентны. При этом световой пучок сложного состава разлагается на монохроматические пучки разных длин волн. Дифракционное распределение энергии от одного зеркального элемента налагается на распределение энергии, получающееся при интерференции света от  $N$  рабочих элементов решетки. Изображение монохроматических линий или полос наблюдается в фокальной поверхности выходного коллиматорного объектива.

**Основное уравнение плоской решетки. Распределение энергии в спектре решетки.** Для простоты рассуждений предположим, что параллельный пучок лучей падает на решетку параллельно нерабочим граням штрихов (см. рис. 1.7). На рисунке введены следующие обозначения:  $N$  — нормаль к поверхности решетки,  $N'$  — нормаль к рабочей грани,  $\delta$  — угол нарезки рабочей грани (угол «блеска»). Разность хода лучей  $\Delta'$  на одном рабочем элементе решетки составляет

$$\Delta' = DE - GF = b \sin \varphi - b \sin (-\psi) = b (\sin \varphi + \sin \psi),$$

где  $b$  — ширина рабочей грани решетки;  $\varphi$  и  $\psi$  — углы падения и дифракции лучей на рабочей грани решетки.

Оптическая разность хода  $\Delta$  лучей, дифрагированных от двух соседних зеркальных элементов:

$$\Delta = AC + AB = d \sin \alpha + d \sin \beta = d (\sin \alpha + \sin \beta), \quad (1.28)$$

где  $d$  — шаг решетки;  $\alpha$  и  $\beta$  — углы падения и дифракции на поверхности решетки.

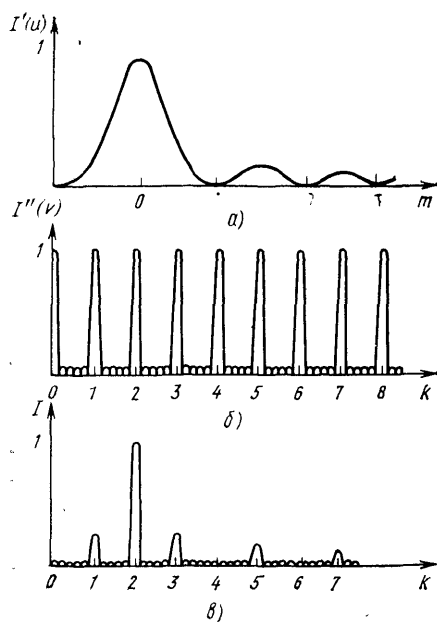


Рис. 1.8. Распределение интенсивности излучения в спектре решетки: *a* — в дифракционной картине от одной рабочей грани; *b* — в интерферирующих пучках, дифрагированных от *N* зеркальных элементов; *в* — в дифракционной картине на решетке с профилированным штрихом

Общее распределение интенсивности излучения в спектре решетки при учете действия дифракции света на каждом зеркальном элементе и интерференции от *N* пучков выражается формулой [9]

$$I = a_0^2 \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta'}{(\pi/\lambda \Delta')^2} \frac{\sin^2 \frac{\pi N \Delta}{\lambda}}{\sin^2 \pi \Delta / \lambda} = I_0 I' I'' \quad (1.29)$$

где  $a_0$  — амплитуда колебаний падающего пучка [лучей волнового фронта;  $I_0$  — интенсивность света, падающего на

зеркальный элемент решетки;  $I'$ ,  $I''$  — безразмерные множители, учитывающие распределение интенсивности излучения в дифракционной картине, получаемой от одного рабочего элемента, и распределение интенсивности излучения при интерференции пучков лучей, дифрагированных от *N* зеркальных элементов, соответственно. Обозначим  $\pi \Delta' / \lambda = u$  и  $\pi \Delta / \lambda = v$ .

Тогда (1.29) переписывается как

$$I = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v} = I_0 I'(u) I''(v).$$

Графики функций  $I$ ,  $I'(u)$ ,  $I''(v)$  приведены на рис. 1.8.

Второй множитель  $I'(u)$  имеет главный максимум при  $\Delta' = 0$ . Это возможно, когда  $\varphi = -\psi$ , т. е. когда максимум дифракционной картины наблюдается под углом зеркального отражения от рабочих элементов решетки.

При разности фаз  $\pi \Delta' / \lambda = \pm 2m\pi/2$ , где  $m = 1, 2, 3, \dots$ , наблюдается ряд эквидистантных минимумов, для которых оптическая разность хода  $\Delta' = \pm m\lambda$ . Кроме главного дифракционного максимума, наблюдаются вторичные максимумы при разности фаз  $\pi \Delta' / \lambda = \pm (2m + 1)\pi/2$ . При этом  $\Delta' = \pm (2m + 1)\lambda/2$ . Интенсивность вторичных максимумов настолько мала, что их можно не принимать во внимание.

Для третьего множителя  $I''(v)$  его максимумы и минимумы можно определить, продифференцировав его и приравняв нулю. При  $Nv = k\pi$  имеем минимум, где  $k = 1, 2, 3, \dots$ . Исключение составляют значения  $k = N, 2N, 3N, \dots$ , так как в этом случае третий мно-

житель обращается в  $N^2$ . При этом получаем главные дифракционные максимумы, условием которых будет

$$v = \pm k\pi.$$

Кроме того, будут наблюдаться вторичные дифракционные максимумы при условии

$$v = \pm \frac{(2k+1)\pi}{2N}.$$

Интенсивность излучения  $I''$  в этих максимумах очень мала, и потому они не играют существенной роли. Преобразовав выражение

$$I''(v) = \frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}$$

и воспользовавшись условием вторичных максимумов, получим

$$I''_{\max} = \frac{N^2}{1 + (N^2 - 1) \sin^2 v}.$$

Условие главных максимумов имеет место при  $\sin v = 0$ . При этом  $I''_{\max} = N^2$ . Наиболее интенсивные максимумы будут при  $u = \pm k\lambda$ , где  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$  При этом

$$\Delta = \pm k\lambda. \quad (1.30)$$

При  $k = 0$  и  $\sin \alpha = \pm \sin \beta$  имеем нулевой максимум. В этом случае  $\Delta = 0$  и мы получаем неразложенный «белый» свет. Условие главных дифракционных максимумов, выраженное через параметры решетки (1.28), с учетом формулы (1.30) запишется в виде

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = \pm k\lambda. \quad (1.31)$$

Это основное уравнение плоской дифракционной решетки. В выражении (1.31) для решетки каждому значению  $k = \pm 1, 2, 3, \dots$  соответствуют спектры 1, 2, ...,  $k$ -го порядков. Когда на решетку падает монохроматическое излучение, в фокальной плоскости выходного коллиматорного объектива получается ряд монохроматических изображений, соответствующих различным значениям  $k$ . Если же падающее излучение имеет сложный спектральный состав, то, как видно из формулы (1.31), при данном угле падения лучей  $\alpha$  для каждого  $k$  угол дифракции  $\beta$  есть функция длины волны. Таким образом, каждому значению  $k$  соответствует свой спектр  $k$ -го порядка. Только при  $k = 0$  получается изображение щели, не разложенное в спектр. Это соответствует отражению от решетки как от плоского зеркала. Таким образом, дифракционная решетка дает одновременно несколько спектров различных порядков. Поскольку при заданных углах  $\alpha$  и  $\beta$  уравнению (1.31) удовлетворяет несколько значений  $\lambda$ , соответствующих разным  $k$ , спектры разных порядков (кроме нулевого) налагаются друг на друга: углы дифракции  $\beta$  одинаковы для всех спектральных линий, для которых  $k\lambda = \text{const}$ , т. е.  $k_1\lambda_1 = k_2\lambda_2 = \dots$

Этот недостаток устраняется двумя способами: использованием светофильтров, отсекающих мешающее излучение; применением



скрещенной дисперсии [9]. При втором способе к дифракционной решетке, разлагающей излучение в спектр в меридиональной плоскости, добавляют второй диспергирующий элемент (призму или решетку), разлагающий это же излучение в спектр в сагиттальной плоскости. При этом спектр делается двумерным, т. е. порядки спектров получают пространственно разнесенными и располагаются один под другим.

При дифракции в направлении угла блеска  $\delta$  решетка дает максимальную интенсивность света. Условие зеркального отражения от рабочего элемента можно представить в виде

$$\delta - \alpha = \beta - \delta \text{ или } \alpha + \beta = 2\delta. \quad (1.32)$$

При автоколлимационной установке решетки, когда  $\alpha = \beta$ , условие (1.32) примет вид  $\alpha = \beta = \delta$ . Основное уравнение решетки при этом будет

$$2d \sin \delta = k\lambda. \quad (1.33)$$

Для получения максимальной концентрации света в нужной области спектра следует таким образом распределить световую энергию дифрагированных пучков (рис. 1.8, в), чтобы: 1) главный максимум дифракции от отдельного зеркального элемента (рис. 1.8, а), представляющий зеркальное отражение от этого элемента при  $\varphi = -\psi$ , совпадал бы с направлением рабочего главного дифракционного максимума интерферирующего пучка лучей от  $N$  зеркальных элементов; 2) спектр нулевого порядка интерферирующего пучка лучей при этом попал бы в направление минимума дифракционной картины от отдельного зеркального элемента. Первое условие обеспечивается соответствующим выбором угла блеска решетки  $\delta$  [формулы (1.32) и (1.33)], второй — выбором шага решетки  $d$  [формулы (1.31) и (1.33)].

Максимальная концентрация света современных решеток составляет около 80 % дифрагированного потока излучения. Угол  $\delta$  в таких решетках обычно не превышает 25—30°. В серийных спектральных приборах используют главным образом эшелетты с числом штрихов на 1 мм: 2400, 1200, 600, 300, 200, 100 для ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областей спектра. Вогнутые дифракционные решетки, которые одновременно служат диспергирующим и фокусирующим устройством, применяют в вакуумной и ближней ультрафиолетовых областях спектра [9].

**Дисперсия решетки. Угловая и спектральная величины области дисперсии. Меридиональное увеличение решетки.** Дифференцируя основное уравнение решетки (1.31) по длине волны и полагая угол падения лучей на решетку  $\alpha$  постоянным для всех длин волн, получим выражение угловой дисперсии решетки

$$d \cos \beta d\beta = k d\lambda$$

или

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \beta}.$$

Линейная дисперсия прибора с дифракционной решеткой определяется зависимостью

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{d\beta}{d\lambda} f'_2 = \frac{k}{d \cos \beta} f'_2.$$

Продифференцируем основное уравнение по  $k$ , полагая  $\alpha$ ,  $d$  и  $\lambda$  постоянными, в результате чего получим

$$d \cos \beta d\beta = \lambda dk$$

Если принять  $dk = 1$ , то можно определить изменение угла  $\beta$  между направлениями лучей одной и той же длины волны двух соседних порядков, т. е. получить угловую область свободной дисперсии

$$d\beta = \frac{\lambda}{d \cos \beta}.$$

Для того чтобы иметь возможность работать в спектральном интервале без наложения спектров разных порядков, необходимо определить спектральную область свободной дисперсии  $\Delta\lambda$ , т. е. диапазон длин волн, заключенный в интервале между двумя соседними порядками одной и той же длины волны. Из основного уравнения решетки (1.31) при постоянных значениях углов  $\alpha$  и  $\beta$  имеем

$$\lambda \Delta k = k \Delta\lambda,$$

откуда при  $\Delta k = 1$  получим

$$\Delta\lambda = \lambda/k.$$

Дифракционная решетка в меридиональной плоскости дает угловое увеличение

$$\Gamma = -\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}.$$

*Разрешающая способность решетки* определяется исходя из критерия Рэлея (см. п. 4). Две длины волны разрешаются, если максимум  $\lambda_1$  совпадает с минимумом  $\lambda_2$ . Уравнение главных дифракционных максимумов решетки [формулу (1.31)] можно записать так:

$$\sin \beta_1 = \frac{k\lambda_1}{d} - \sin \alpha.$$

Выражение для минимумов имеет вид

$$\sin(\beta_1 + d\beta) = \frac{k\lambda_1}{d} - \frac{\lambda_1}{Nd} - \sin \alpha,$$

где  $N$  — общее число штрихов на нарезанной поверхности решетки;  $Nd$  — ширина нарезанной части решетки;  $\lambda_1/(Nd)$  — угловой предел разрешения решетки.

По критерию Рэлея

$$\beta_1 + d\beta = \beta_2;$$

$$\sin \beta_2 = \frac{k\lambda_2}{d} - \sin \alpha,$$

поэтому

$$\frac{k\lambda_1}{d} + \frac{\lambda_1}{Nd} = \frac{k\lambda_2}{d}.$$

Тогда разрешающая способность решетки  $r$  определится как

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1} = kN.$$

Пользуясь основным уравнением решетки (1.31) для выражения порядка спектра  $k$ , можно получить

$$r = \frac{Nd}{\lambda} (\sin \alpha + \sin \beta) = \frac{B}{\lambda} (\sin \alpha + \sin \beta).$$

Это выражение показывает, что увеличить разрешающую способность решетки можно, увеличивая размеры решетки или используя большие углы падения и дифракции.

**Искривление спектральных линий.** При падении на решетку параллельного пучка лучей, образующего некоторый угол  $\gamma$  с ее главным (меридиональным) сечением, условие образования главных дифракционных максимумов (1.31) должно быть заменено условиями

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha' + \sin \beta' &= \frac{k\lambda}{d \cos \gamma}; \\ \gamma' &= -\gamma, \end{aligned} \right\} \quad (1.34)$$

где  $\alpha'$  и  $\beta'$  — углы, образуемые с нормалью к решетке проекциями лучей падающего и дифрагированного пучков на главное сечение;  $\gamma'$  — угол, образуемый лучами дифрагированного пучка с главным сечением.

Выражение (1.34) для проекций падающего и дифрагированного лучей имеет такой же вид, что и выражение (1.31), но постоянная решетки  $d$  как бы уменьшается. Направление лучей дифрагированных пучков зависит от угла  $\gamma$ , в связи с чем в приборах с решетками, как и в призмных приборах, имеет место искривление спектральных линий, обращенное выпуклостью в сторону коротковолновой части спектра. Кривизна спектральных линий возрастает при увеличении  $\alpha$  и  $\beta$ . Мера борьбы с этим — применение искривленных щелей.

**Погрешности дифракционных решеток.** Решетки изготавливают на винтовых делительных машинах. В процессе нарезания решетки резец перемещается винтом, который имеет некоторую периодическую погрешность, вследствие чего появляются периодические погрешности в шаге решетки  $d$ . Это приводит к появлению фальшивых линий в спектре, так называемых «духов» Роуланда. Они располо-

жены близко к истинной линии, симметрично с обеих ее сторон. Интенсивность «духов» у решеток с 600 штрих/мм не превышает 0,2 % интенсивности основной линии в 1-м порядке, а у решеток с 1200 штрих/мм — не выше 0,5 %. В эшелеттах с 200 штрих/м «духи» или совсем не наблюдаются, или имеют очень малую интенсивность. В настоящее время с помощью интерференционных методов контролируют ход винта делительной машины, и поэтому интенсивность «духов» Роуланда пренебрежительно мала.

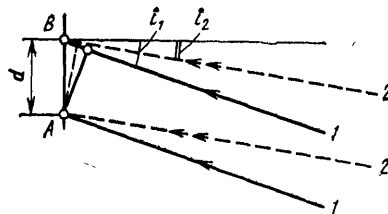


Рис. 1.9. Получение решетки голографическим методом

**Голографическая решетка.** Создание мощных источников монохроматического излучения — лазеров позволило использовать их для образования голографического изображения, в том числе и на дифракционной решетке. Голографические решетки почти не дают рассеянного света, что очень важно при исследовании, например, спектров комбинационного рассеяния. Кроме того, они не имеют «духов». Разрешающая способность таких решеток составляет 80—100 % теоретической, коэффициент отражения  $\rho \leq 0,4 \div 0,6$ , профиль их близок к синусоидальному. Они дают одинаково интенсивные спектры положительных и отрицательных порядков. Недостатком голографических решеток является их сильное поляризующее действие.

Плоские голографические решетки с равноотстоящими параллельными штрихами получают в результате интерференции двух параллельных пучков 1 и 2 (рис. 1.9), падающих на заготовку под разными углами  $i_1$  и  $i_2$ . Расстояние  $AB = d$  между соседними штрихами определяется из условия, что оптическая разность хода пучков, падающих на участок  $AB$  поверхности заготовки, равна  $\lambda_0$  излучения используемого лазера:

$$d (\sin i_1 - \sin i_2) = \lambda_0.$$

Изменяя условия освещения заготовки двумя пучками, можно получить решетки с самыми разными параметрами, что открывает новые возможности для коррекции aberrаций оптических систем спектральных приборов.

### Многолучевая интерференция с применением эталона Фабри—Перо

Для получения высокой разрешающей силы в спектральном приборе используют метод многолучевой интерференции, для чего применяют эталон Фабри—Перо [18]. Спектрометры с эталоном Фабри—Перо по сравнению с призмными и дифракционными щелевыми приборами при той же разрешающей способности могут давать выигрыш в светосиле на 1—2 порядка, так как первые имеют

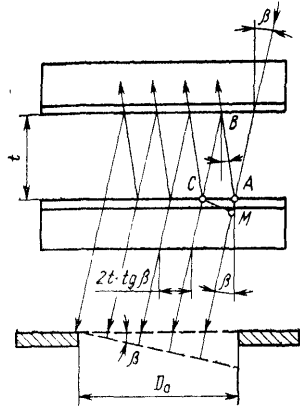


Рис. 1.10. Ход лучей в эталоне Фабри—Перо

на входе и на выходе круглые отверстия, а не узкие щели. При этом интерференция происходит в плоскопараллельной пластинке, на поверхности которой нанесены полупрозрачные зеркальные покрытия. Монохроматический световой пучок, вошедший в эталон, на каждой из зеркальных поверхностей расщепляется на прошедший и отраженный пучки. В результате многократных отражений из эталона выходит большое число параллельных пучков, которые, интерферируя друг с другом, создают в фокальной плоскости объектива, установленного за эталоном, систему резких концентрических колец или полос. В эталоне Фабри—Перо порядок интерферен-

ции высокий, в отличие от дифракционной решетки, и может достигать нескольких десятков тысяч.

Рассмотрим условия появления интерференционных максимумов. Оптическая разность хода вышедших из эталона лучей (рис. 1.10) определяется выражением

$$\Delta = 2 \frac{t}{\cos \beta} - 2t \operatorname{tg} \beta \sin \beta = 2t \cos \beta,$$

где  $t$  — толщина эталона;  $\beta$  — угол падения лучей.

С другой стороны, интерференционные максимумы имеют место при

$$\Delta = k\lambda, \quad (1.35)$$

где  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$  — порядки интерференции, имеющие форму концентрических колец.

Следовательно,

$$2t \cos \beta = k\lambda, \quad (1.36)$$

откуда

$$k = \frac{2t \cos \beta}{\lambda}. \quad (1.37)$$

Условие наложения интерференционных колец соседних порядков с длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda - \Delta'\lambda$  имеет вид

$$k\lambda = (k + 1)(\lambda - \Delta'\lambda),$$

откуда

$$\Delta'\lambda = \frac{\lambda}{k + 1} \approx \frac{\lambda}{k} = \frac{\lambda^2}{2t \cos \beta},$$

где  $\Delta'\lambda$  — постоянная эталона Фабри—Перо, т. е. спектральный интервал, в пределах которого не наступило еще наложение соседних порядков.

Разрешающая способность эталона зависит от положения диафрагмы, ограничивающей проходящий через эталон световой пучок, роль которой может играть, например, оправа эталона. Общее число интерферирующих лучей

$$N = \frac{D_0}{2t \operatorname{tg} \beta}, \quad (1.38)$$

где  $D_0$  — диаметр диафрагмы эталона;  $2t \operatorname{tg} \beta$  — расстояние между соседними лучами в плоскости диафрагмы. Отсюда с учетом (1.35), (1.36), (1.38) теоретическая разрешающая сила эталона

$$r_T = \frac{d\Delta_{\max}}{d\lambda} = \frac{d(k\lambda N)}{d\lambda} = kN = \frac{D_0 \cos \beta}{\lambda \operatorname{tg} \beta}$$

при условии примерно одинаковой интенсивности интерферирующих лучей. Обозначим  $D_0 \cos \beta = D$ , где  $D$  — ширина параллельного пучка интерферирующих лучей. Тогда

$$r_T = \frac{D}{\lambda \operatorname{tg} \beta},$$

причем  $r_T$  может достигать значений  $10^6$ — $10^7$ .

Продифференцировав выражение (1.36), найдем угловую дисперсию эталона

$$-2t \sin \beta d\beta = k d\lambda,$$

откуда

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = -\frac{k}{2t \sin \beta} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \beta} \quad (1.39)$$

(знак минус показывает, что с увеличением  $\beta$  уменьшается  $\lambda$ ).

Из формулы (1.39) следует, что угловая дисперсия эталона не зависит от его параметров (в отличие от призмы и решетки) и определяется углом падения  $\beta$  интерферирующих лучей, причем она быстро падает с увеличением  $\beta$ .

Если диафрагма установлена перед эталоном, то ее размер не влияет на число интерферирующих пучков  $N$ , которое теоретически может быть бесконечно велико, и тогда

$$r_T = kN \rightarrow \infty. \quad (1.40)$$

Однако интенсивность пучков из-за потерь при отражениях от зеркальных поверхностей эталона постепенно упадет до нуля. Поэтому формула (1.40) запишется как

$$r_T = kN_{\text{эф}}, \quad (1.41)$$

где  $N_{\text{эф}}$  — эффективное число интерферирующих пучков, которое зависит от коэффициента отражения  $\rho$  зеркальных покрытий пластин эталона. Очевидно, что  $N_{\text{эф}}$  будет тем больше, чем ближе  $\rho$  к единице. Приближенное значение  $N_{\text{эф}}$  можно выразить формулой

$$N_{\text{эф}} \approx \frac{3\sqrt{\rho}}{1-\rho}. \quad (1.42)$$

Подставляя (1.37) и (1.41) в (1.42) и полагая  $\cos \beta = 1$ , получим приближенное значение разрешающей силы эталона

$$r_T = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \approx \frac{6t}{\lambda} \frac{\sqrt{\rho}}{(1-\rho)}.$$

Это выражение справедливо только при малых  $\beta$ , когда  $N_{\text{эф}}$  будет значительно меньше действительного числа лучей  $N$  убывающей интенсивности, пропущенных диафрагмой эталона, установленной позади него.

### Фильтрация излучения

Одним из методов получения информации о спектральном составе излучения, помимо дисперсии и дифракции, является фильтрация оптического излучения. Чем точнее предполагается провести анализ спектра, тем меньше должна быть ширина выделяемого интервала  $\delta\lambda$ . Среди наиболее перспективных фильтрующих устройств необходимо отметить интерференционные фильтры, которые позволяют выделить узкую область спектра (до десятых долей нанометра). Такие фильтры используют в широком спектральном диапазоне: от вакуумного ультрафиолета ( $\lambda = 120$  нм до средней ИК-области спектра ( $\lambda = 50$  мкм).

Работа интерференционных фильтров основана на принципе многолучевой интерференции. Простейший фильтр состоит из двух параллельных частично прозрачных зеркал с заключенным между ними тонким диэлектрическим слоем. Излучение, проходящее через фильтр, испытывает многократные отражения между зеркальными поверхностями, при каждом отражении частично выходя наружу. На выходе системы образуется бесконечная последовательность убывающих по амплитуде лучей с равной разностью хода между ними, которые интерферируют между собой. При равенстве оптической толщины диэлектрического слоя целому числу полуволн слой является прозрачным и может служить фильтром с максимумами прозрачности при  $\lambda = \lambda_0$ ,  $\lambda = \lambda_0/2$ ,  $\lambda = \lambda_0/3$  и т. д. Излучение, не пропускаемое фильтром, отражается от него в обратном направлении. При этом чем выше коэффициент отражения зеркал, тем селективнее фильтр, т. е. тем быстрее падает его прозрачность с увеличением отклонения длины волны света от  $\lambda_0$  или от кратных ей величин.

В интерференционных фильтрах можно использовать любые частично прозрачные зеркала — металлические, многослойные диэлектрические. Наиболее часто применяют последние, так как в этом случае можно подобрать необходимый коэффициент отражения зеркал при очень малых потерях в них. На подложку наносятся, например, семислойные, диэлектрические зеркала 1 и 2 (рис. 1.11) с толщиной слоев  $\lambda/4$ , с высоким (В) и низким (Н) показателями преломления. На подложку из стекла нанесена многослойная интерференционная система, на которую приклеивается цветное стекло, срезающее побочные максимумы интерференции и защищающее слой от влаги и механических повреждений. Коэффициент отражения

обычно используемых диэлектрических зеркал высок только для определенной области спектра, ширина которой зависит от показателей преломления четвертьволновых слоев. Путем увеличения числа этих слоев и повышения коэффициента отражения зеркал можно создать фильтры с очень высокой монохроматичностью. Например, фильтр 5-го порядка с  $\rho = 99,5\%$  имеет ширину полосы пропускания  $\delta\lambda = 0,15$  нм, однако прозрачность его в максимуме составляет всего 15 %.

При наклоне фильтра относительно направления падающего света  $\lambda_0$  смещается в сторону коротких длин волн, допуская, таким образом, перестройку полосы прозрачности фильтра по длинам волн, т. е. осуществляя сканирование по спектру. На практике фильтры низшего порядка можно перестраивать в пределах 10 нм, узкополосные фильтры более высокого порядка — не более чем на 1—2 нм. Для плавной перестройки длины волны пропускания в больших пределах (на сотни и тысячи ангстрем) применяют интерференционный светофильтр в виде клина, т. е. пластинку с переменной толщиной слоев, которую перемещают относительно луча падающего света.

Полоса пропускания обычного интерференционного фильтра имеет острую вершину и далеко простирающиеся «крылья», что дает сильный фон рядом с выделяемым участком спектра. Фон можно ослабить, поместив два одинаковых фильтра один за другим или используя двойные системы, представляющие собой напыленные на одну и ту же подложку последовательно два фильтра с четвертьволновой прослойкой между ними. Ширина полосы пропускания таких фильтров составляет 1—2 нм при прозрачности в максимуме 60—70 %, причем фон в них отсутствует.

### Модуляция светового потока

Модуляция, широко применяемая в спектральном приборостроении, заключается в изменении каких-либо параметров излучения (потока, амплитуды, частоты или фазы световых колебаний) в соответствии с изменением модулирующего сигнала. Различают селективную и неселективную модуляцию параметров оптического излучения. При *неселективной модуляции* изменение этих параметров во времени происходит одинаковым образом для всех монохроматических составляющих исследуемого излучения. Такая модуляция может осуществляться вращающимся диском с прозрачными и непрозрачными секторами, установленным по ходу излучения. При этом

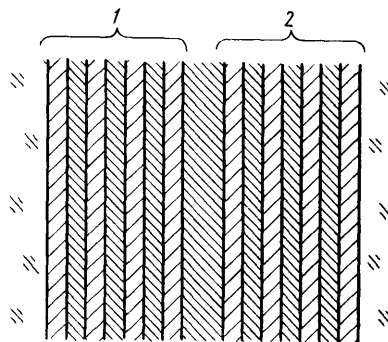


Рис. 1.11. Схема интерференционного светофильтра первого порядка с семи-слойными диэлектрическими зеркалами



можно повысить отношение сигнал/шум при измерении спектрального распределения потока излучения за счет использования избирательных усилительных устройств для обработки электрического сигнала поступающего с выхода приемника излучения.

Однако для получения информации о спектральном составе излучения используют лишь *селективную модуляцию*. Такая модуляция может быть осуществлена вращающимся диском, непрозрачными секторами которого заменены селективно пропускающим оптическим материалом. Пусть область непрозрачности этого материала будет  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ , где  $\lambda_1, \lambda_2$  — границы непрозрачного участка. Тогда амплитуда регистрируемого сигнала будет пропорциональна величине  $\Phi_0 - \Phi_1$ , где  $\Phi_0$  — поток излучения широкого участка спектра,  $\Phi_1$  — поток излучения в области пропускания материала секторов раstra. Таким методом можно получить информацию о потоке излучения в спектральном диапазоне  $\Delta\lambda$ , поскольку  $\Phi_{\Delta\lambda} = \Phi_0 - \Phi_1$ . Селективная модуляция по описанному способу используется для устранения влияния коротковолнового излучения на запись спектров в средней и дальней инфракрасных областях.

Наиболее широкое распространение метод селективной модуляции получил в связи с появлением и развитием новых, перспективных направлений в спектральном приборостроении — интерференционной и растровой спектрометрии. В интерференционных спектрометрах разделение светового потока на монохроматические составляющие осуществляется методом селективной амплитудной модуляции (СИСАМ) или частотной модуляции (фурье-спектрометр, см. параграф 10). При амплитудной модуляции мощность излучения всех монохроматических составляющих изменяется по гармоническому закону с одинаковой частотой, но различной глубиной модуляции. При этом регистрирующее устройство выделяет узкую спектральную область, которой соответствует максимальная глубина модуляции, близкая к единице. При частотной модуляции мощность излучения каждой монохроматической составляющей изменяется с частотой, пропорциональной длине волны. Для получения спектральной информации в этом случае необходима дополнительная обработка сигнала, а именно: его фурье-преобразование в специализированных ЭВМ.

### Кодирование сигналов с помощью растров

Все классические щелевые спектрометры обладают малой светосилой, так как на входе они имеют узкую щель незначительной площади. В последние годы появился новый тип спектрометра, в котором выходная щель заменена маской с набором щелей, что дало возможность значительно увеличить светосилу прибора. В остальной конструкции такого спектрометра не отличается от конструкции классического спектрографа и работа его основана на измерении потока излучения одновременно для нескольких монохроматических составляющих. Здесь так же, как в фурье-спектрометрах, необходима дальнейшая обработка сигнала для получения информации

о потоке излучения каждой монохроматической составляющей (см. п. 10).

Другой разновидностью кодирования является применение специальных растров вместо входной и выходной щелей классического спектрометра в схеме растрового спектрометра, осуществляющего один из методов спектральной селективной амплитудной модуляции.

Растры представляют собой совокупность прозрачных и непрозрачных участков, которые могут иметь форму полос, штрихов или точек, расположенных либо беспорядочно (растры хаотического типа), либо по определенному закону (упорядоченные растры), либо растры с распределением прозрачных элементов в соответствии с выбранным кодом. При этом выходной растр является точной копией изображения входного растра со всеми искажениями, свойственными этому изображению (дифракцией, абберациями, искривлением спектра, вызванным диспергирующим элементом, дефектами изготовления и юстировки оптических элементов прибора). В фокальной плоскости объектива выходного коллиматора получается совокупность монохроматических изображений входного растра и с одним из них совмещается выходной растр. Поток излучения, проходящий через отверстия выходного растра, максимален для излучения одной длины волны  $\lambda = \lambda_0$ , на которую «настроен» прибор. При небольшом смещении изображения световой поток резко падает, и по мере увеличения разности  $\lambda - \lambda_0$  пропускание растра уменьшается, приближаясь к некоторой средней величине, определяемой отношением площадей прозрачных и непрозрачных частей растра. На этом и основана селективная модуляция светового пучка, осуществляемая небольшими периодическими перемещениями изображения входного растра в направлении, перпендикулярном плоскости дисперсии.

### Методы регистрации спектров

По способу регистрации спектра различают приборы с визуальной, фотографической и фотоэлектрической регистрацией. В первом случае приемником излучения является глаз, во втором — светочувствительный материал фотопластинки, в третьем — фотоэлектрический приемник. Достоинствами фотоэлектрической системы являются высокое быстродействие, низкий порог чувствительности и большой рабочий динамический диапазон.

Принцип действия любого приемника излучения основан на взаимодействии излучения с веществом чувствительного элемента. В зависимости от характера этого взаимодействия фотоэлектрические приемники излучения делят на две группы — тепловые, в которых изменение тех или иных свойств чувствительного элемента вызывается тепловым воздействием излучения, и фотонные, в которых осуществляется прямое взаимодействие между фотонами излучения и электронами материала чувствительного элемента. Чувствительность теплового приемника пропорциональна поглощенной энергии, а фотонного приемника — числу поглощенных фотонов. Приемники

первой группы теоретически обладают одинаковой чувствительностью по спектру (неселективны), хотя на практике эта неселективность искажается и ограничивается характеристиками пропускания входных окон и зависимостью коэффициента поглощения чувствительного элемента от длины волны. Фотонные же приемники селективны и воспринимают излучение в некоторой ограниченной области спектра.

Отличительной особенностью современных высокоэффективных спектральных приборов является сочетание системы сканирования спектра и фотоэлектрической системы регистрации. Система сканирования может быть включена как в оптическую часть прибора, так и в фотоэлектрическую часть приемно-регистрающей системы. В последнем случае используют позиционно-чувствительные приемники. Примером таких приемников являются диссекторы, а также современные полупроводниковые приборы — линейки и матрицы фотодиодов или приборов с зарядовой связью (ПЗС).

Основные характеристики фотоэлектрических приемников, применяемых в спектральных приборах, приведены в табл. 1.3—1.9.

1.3. Параметры фотосопротивлений

Материал чувствительного элемента	Длина волны максимальной чувствительности, мкм	Граница рабочего диапазона, мкм	Рабочая температура, К	Обнаружительная способность, Вт <sup>-1</sup> ·Гц <sup>1/2</sup> ·см	Постоянная времени, с	Внутреннее сопротивление, Ом
PbS	2,1	2,7	300	4,5·10 <sup>8</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>4</sup> —10 <sup>7</sup>
PbS	2,7	3,5	78	4·10 <sup>9</sup>	0,5·10 <sup>-3</sup>	10 <sup>5</sup> —10 <sup>7</sup>
PbTe	4,1	6,0	78	4·10 <sup>8</sup>	0,25·10 <sup>-4</sup>	3·10 <sup>7</sup>
PbSe	2,3—3,4	5,5	78	2·10 <sup>9</sup>	5·10 <sup>-5</sup>	5·10 <sup>6</sup>
InSb	5,5	5,7	78	8,6·10 <sup>9</sup>	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>3</sup> —10 <sup>4</sup>
Ge : Au	6	9	78	7,5·10 <sup>9</sup>	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>6</sup>
Ge : Zn	36	40	4,2	4·10 <sup>9</sup>	10 <sup>-8</sup>	3·10 <sup>5</sup>
Hg—Cd—Te	10,6	15	300	10 <sup>10</sup>	10 <sup>-8</sup>	5—50

1.4. Основные характеристики вакуумных фотоэлементов

Марка фотоэлемента	Область спектральной чувствительности, мкм	Область максимальной спектральной чувствительности, мкм	Рабочее напряжение, В	Интегральная чувствительность, мкА/лм	Сила темнового тока, А
СЦВ-4	0,4—0,6	0,45±0,05	300	100	10 <sup>-7</sup>
Ф-1	0,215—0,6	0,38±0,05	100—300	100	10 <sup>-14</sup>
Ф-2	0,3—0,6	0,39±0,05	100—300	30	10 <sup>-8</sup>
Ф-3	0,32—0,75	0,5±0,05	50—100	70	10 <sup>-9</sup>
Ф-10	0,3—0,85	0,43±0,05	100	80	10 <sup>-12</sup>
ЦГ-4	0,6—1,1	0,8±0,1	240	200	10 <sup>-7</sup>

### 1.5. Основные характеристики фотозлектронных умножителей

Марка умножителя	Область спектральной чувствительности, мкм	Область максимальной спектральной чувствительности, мкм	Рабочее напряжение, В	Интегральная чувствительность анодная, А/лм	Сила темнового тока, А
ФЭУ-15	0,33—0,75	0,5±0,02	1700	30	4·10 <sup>-7</sup>
ФЭУ-22	0,4—1,1	0,8±0,1	1400	4,5	2·10 <sup>-8</sup>
ФЭУ-31	0,3—0,6	0,39±0,05	1400	10	5·10 <sup>-7</sup>
ФЭУ-35	0,3—0,6	0,39±0,05	1100	10	4·10 <sup>-9</sup>
ФЭУ-46А	0,2—0,65	0,39±0,05	1100	10	10 <sup>-10</sup>
ФЭУ-51	0,2—0,82	0,4±0,02	2300	100	3·10 <sup>-7</sup>
ФЭУ-62	0,4—1,2	0,65±0,85	1800	10	6·10 <sup>-7</sup>
ФЭУ-64	0,3—0,6	0,38±0,42	1500	1000	5·10 <sup>-8</sup>
ФЭУ-70	0,33—0,65	0,45±0,01	1500	30	5·10 <sup>-7</sup>
ФЭУ-71	0,16—0,6	0,42±0,46	1000	100	5·10 <sup>-7</sup>
ФЭУ-83	0,4—1,2	0,65±0,85	2000	100	10 <sup>-9</sup>

### 1.6. Характеристики диссекторов

Параметр	Тип диссектора				
	ЛИ601	ЛИ602	ЛИ603	ЛИ604	ЛИ605
Тип фотокатода	Bi— Ag—Cs	Sb—Cs	Ag— O—Cs	Sb—Cs	Ag— O—Cs
Рабочий диаметр фотокатода, мм	34	25×15	34	25	25
Размер вырезающего отверстия, мм	∅ 0,3	∅ 0,05	0,06×6	∅ 0,1	∅ 0,1
Длина, мм	223	195	223	170	170
Диаметр, мм	55	70	55	55	55
Область спектральной чувствительности, мкм	0,4—0,75	0,4—0,7	0,4—1,2	0,4—0,7	0,4—1,2
Разрешающая способность, линий/мм	—	20	—	300	300
Сила темнового тока, А	—	<5·10 <sup>-7</sup>	≤5·10 <sup>-7</sup>	5·10 <sup>-8</sup>	—
Напряжение питания, В	2100	1400	2100	2300	2300

### 1.7. Основные характеристики фотодиодов

Марка фотодиода	Область спектральной чувствительности, мкм	Длина волны максимальной чувствительности, мкм	Интегральная чувствительность, мА/лм	Сила темнового тока, мкА	Пороговый поток, лм
ФД-1	0,4—1,9	1,6	20	30	1,5·10 <sup>-10</sup>
ФД-К1	0,5—1,2	1,0	3,0	3,0	3·10 <sup>-10</sup>
ФД-А2	0,5—1,2	1,0	6—7	3,0	(2÷5)·10 <sup>-13</sup> Вт
ФД-8К	0,5—1,2	1,0	8·10 <sup>-3</sup> мкА/лм	1,0	1,4·10 <sup>-10</sup>
ФТ-1	0,4—1,9	1,6	170—500	300	5·10 <sup>-7</sup>
ФТГ-2А	0,4—1,9	1,6	1000	50	2,5·10 <sup>-7</sup>

### 1.8. Характеристики термоэлементов

Марка термоэлемента	Размеры чувствительного слоя, мм	Интегральная чувствительность, В/Вт	Постоянное время, мс	Пороговый поток, Вт / ширина полосы, Гц	Сопротивление, Ом	Примечание
ТМ-1,5×3	1,5×3	2	—	$\frac{10^{-7}}{60}$	1	Спай: Вi — сплав Вi—Sn
ТМ-0,5×4	0,5×4	3	—	$\frac{8 \cdot 10^{-9}}{100}$	—	Спай: хромель-копаль
ТК-3×1,5	3×1,5	1—4	70	$\frac{10^{-10}}{—}$	4—20	Компенсированный; окно из КRS-5 толщиной 2 мм
ТК-1×1,5	1×1,5	3—4	250	$\frac{10^{-10}}{—}$	4—20	Компенсированный; окно из КRS-5 толщиной 2 мм
ТП-0,2×0,2	0,2×0,2	30	—	$\frac{5 \cdot 10^{-10}}{60}$	—	Полупроводниковый
ТП-0,3×0,3	0,3×0,3	24	40	$\frac{3,4 \cdot 10^{-11}}{—}$	36	То же

### 1.9. Характеристики металлических болометров

Марка болометра	Размеры чувствительного слоя, мм	Интегральная чувствительность, В/Вт	Пороговый поток, Вт	Параметры измерительной системы, Гц	
				ширина полосы	частота модуляции
БВЦ-0,3×3	0,3×3	25	$6 \cdot 10^{-11}$	0,25	5
БВС-0,3×3	0,3×3	0,5	—	—	—
БВЦ-0,2×2	0,2×2,0	20	$2 \cdot 10^{-10}$	0,25	5
БВЦ-1,0×3,5	1,0×3,5	1,0	$2 \cdot 10^{-6}$	560	—
БН-0,4×4	0,4×4,0	0,5	$2 \cdot 10^{-3}$	1,0	9

## 6. МОНОХРОМАТОРЫ

### Принципиальная оптическая схема

Основой большинства типов спектрометров и спектрофотометров является монохроматор — устройство, позволяющее выделить из спектра излучения источника отдельную спектральную линию или узкий участок спектра. Монохроматоры выпускаются и в виде отдельных приборов. Оптическая система монохроматора (рис. 1.12) включает в себя узкую входную щель 1, освещаемую исследуемым излучением, которая устанавливается в фокальной плоскости кол-

лиматорного объектива 2. Объектив направляет от каждой точки щели параллельные пучки лучей в диспергирующее устройство 3 (призму или дифракционную решетку), которое отклоняет лучи на различные углы  $\beta$  в зависимости от длины волны  $\lambda$  излучения, превращая параллельный пучок от каждой точки щели в веер монохроматических параллельных пучков. Фокусирующий объектив 4 создает на некоторой поверхности 5 монохроматические изображения щели, совокупность которых и образует спектр. Фокальная поверхность 5 может быть плоской или цилиндрической. Для приборов с ахроматизированной оптикой угол  $\sigma = 0^\circ$ . В остальных случаях угол  $\sigma$  значительно отличается от нуля градусов. В некоторых случаях отдельные элементы оптической схемы могут отсутствовать.

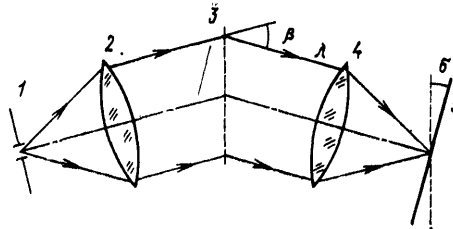


Рис. 1.12. Принципиальная оптическая схема монохроматора

### Основные характеристики монохроматора

**Увеличение оптической системы.** Пусть ширина пучка, входящего в диспергирующее устройство, в меридиональном (горизонтальном) сечении равна  $a$ . В общем случае из диспергирующего устройства 3 (см. рис. 1.12) выходят монохроматические пучки шириной  $a' \neq a$ . В этом сечении призма или решетка действуют с угловым увеличением

$$\Gamma = a/a',$$

которое называется *меридиональным увеличением*.

Линейное увеличение оптической системы монохроматора в меридиональном и в сагиттальном (вертикальном) сечениях неодинаково. Ширина  $s_1'$  и высота  $h_1'$  изображения входной щели определяются формулами

$$s_1' = \frac{\Gamma s_1 f_2'}{f_1}; \quad h_1' = \frac{h_1 f_2'}{f_1}, \quad (1.43)$$

где  $s_1$ ,  $h_1$  — ширина и высота входной щели;  $f_1$ ,  $f_2'$  — фокусные расстояния коллиматорного и фокусирующего объективов.

**Относительное отверстие объективов.** Для объектива с круглым входным зрачком диаметра  $D$  и фокусным расстоянием  $f'$  относительное отверстие

$$A = D/f'.$$

Относительное отверстие объектива с прямоугольным входным зрачком равно

$$A = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{aH}}{f'},$$

где  $a$ ,  $H$  — ширина и высота входного зрачка.

С учетом меридионального увеличения, вносимого диспергирующим элементом, относительные отверстия  $A_1$  и  $A_2$  входного и выходного коллиматорных объективов связаны соотношением

$$A_2 = A_1 \frac{f_1'}{f_2' \sqrt{\Gamma}}.$$

Следовательно,  $A_2$ , как и  $\Gamma$  оптической системы прибора в направлении дисперсии, меняется с длиной волны.

**Угловое поле.** Угловое поле объектива входного коллиматора спектрального прибора определяется как угловой размер входной щели  $2W_1$  (в сагиттальном сечении) и  $2\omega_1$  (в меридиональном сечении), а для фокусирующего объектива — как угловой размер изображения входной щели соответственно  $2W_2$  и  $2\omega_2$ .

Объектив входного коллиматора имеет угловое поле только в сагиттальном сечении:

$$2W_1 = \frac{h_1^*}{f_1}.$$

Так как  $s_1 \ll h_1$ , то в меридиональном сечении можно считать  $2\omega_1 = 0$ . Фокусирующий объектив также не обладает угловым полем в меридиональном сечении, а в направлении высоты щели

$$2W_2 = h_2/f_2'$$

и вследствие соотношения (1.43)  $W_2 = W_1$ .

В полихроматоре, а также в монохроматоре с выходной щелью, движущейся по спектру, фокусирующий объектив имеет угловое поле  $2\omega_2$  и в меридиональном сечении:

$$\operatorname{tg} \omega_2 = \frac{l_m \cos \sigma}{f_2'},$$

где  $l_m$  — половина длины спектра;  $\sigma$  — угол наклона поверхности изображения.

**Дисперсия.** Угловая и линейная дисперсии монохроматора связаны соотношением

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{d\beta}{d\lambda} f_2'. \quad (1.44)$$

Чем уже щели монохроматора, тем выше его предел разрешения. Однако минимальные размеры щелей ограничены дифракционными явлениями. *Нормальной* называется ширина входной щели, при которой ширина ее геометрического изображения равна дифракционному уширению. Она определяет линейный предел разрешения прибора и выражается зависимостью

$$s_H = \lambda \frac{f_1}{a}.$$

\* Так как  $h_1 \ll f_1$ , то допустимо считать  $\operatorname{tg} W_1 = W_1$ .

**Линейный предел разрешения.** Линейный предел разрешения спектрального прибора определяется как

$$dl = s'_H = \frac{\lambda f'_2}{a'}, \quad (1.45)$$

где  $s'_H$  — ширина геометрического изображения нормальной щели.

**Спектральный предел разрешения.** Спектральный предел разрешения связан с линейной дисперсией монохроматора соотношением

$$\delta\lambda = \frac{s'_H}{dl/d\lambda}.$$

**Разрешающая способность.** Разрешающая способность спектрального прибора определяется как

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda}{s'_H} \frac{dl}{d\lambda}.$$

Пользуясь (1.44) и (1.45), получим

$$r = a' \frac{d\beta}{d\lambda}.$$

**Аппаратная функция монохроматора.** Пусть сигнал на входе монохроматора представлен функцией  $E(x)$ , где  $x$  — переменная величина, пропорциональная длине волны или частоте световых колебаний (рис. 1.13). Энергия излучения в спектральном интервале  $dx'$  на входе прибора при  $x = x'$  будет равна  $E(x') dx'$ . Тогда наблюдаемое распределение интенсивности излучения на выходе прибора может быть описано функцией

$$y(x) = \int_{-\infty}^{\infty} A(x - x') E(x') dx',$$

где  $A(x)$  — аппаратная функция монохроматора, достигающая максимума при  $x = 0$ , а  $x$  — переменная координата спектрального континуума на выходе прибора.  $A(x)$  зависит главным образом от ширины входной  $s_1$  и выходной  $s_2$  щелей. Если  $s_1 = s_2 = s \geq 4s_H$ , то аппаратная функция имеет вид треугольника:

$$A(x) = \begin{cases} \frac{1}{s} \left(1 - \frac{|x|}{s}\right) & \text{при } |x| \leq s; \\ 0 & \text{при } |x| > s. \end{cases}$$

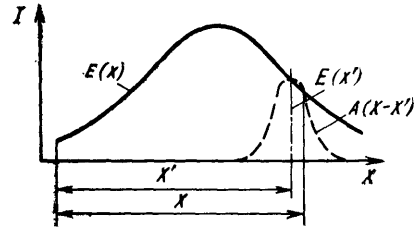


Рис. 1.13. Влияние аппаратной функции на контур спектральной линии



При небольших дифракционных и абберационных искажениях аппаратную функцию можно представить в виде кривой Гаусса:

$$A(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta_A \lambda} \exp \left[ -\frac{x^2}{(\Delta_A \lambda)^2} \right],$$

где  $\Delta_A \lambda$  — полуширина аппаратной функции.

**Эффективная спектральная ширина щели.** Спектральная ширина щели — интервал длин волн  $\Delta \lambda$ , соответствующий ширине изображения входной щели  $s_1$  или ширине выходной щели  $s_2$ :

$$\Delta \lambda = s_2 \frac{d\lambda}{dl}.$$

Когда влиянием аббераций оптики монохроматора на дифракционное изображение щели можно пренебречь, распределение энергии в наблюдаемом спектре практически одинаково с тем распределением, которое дал бы монохроматор со щелями шириной

$$s_0 = \sqrt{s_1^2 + s_n^2},$$

где  $s_0$  — эффективная ширина щели.

Если  $A(x)$  имеет вид треугольника, то полуширина этого треугольника есть  $s_0$ , а спектральный интервал, соответствующий геометрической ширине  $s_0$ , называется эффективной спектральной шириной щели  $\Delta \lambda_0$ . Полуширина кривой  $A(x)$  может быть принята за  $s_0$ , которая служит мерой разрешающей способности в реальном монохроматоре:

$$r_p = \frac{\lambda}{\Delta \lambda_0} = \frac{\lambda}{s_0 d\lambda/dl}.$$

Так, аппаратная функция монохроматора однозначно определяет его реальную разрешающую способность и те искажения, которые вносит оптическая система прибора в наблюдаемое на опыте распределение энергии в спектре. График  $A(x)$  может быть получен непосредственным фотометрированием очень узких участков спектра, а также рассчитан аналитически или графически методом элементарных площадок Слюсарева.

**Светосила монохроматора.** При регистрации спектров с помощью фотоэлектрического или теплового приемника излучения электрический сигнал, вырабатываемый приемником, пропорционален потоку излучения, проходящему через выходную щель монохроматора или полихроматора. Если спектр источника излучения состоит из отдельных узких линий, освещение входной щели можно считать монохроматическим. Тогда поток излучения, создающий изображение входной щели шириной  $s_1$  и высотой  $h_1$ ,

$$\Phi'_\lambda = E'_\lambda s_1 h_1. \quad (1.46)$$

Если не учитывать абберации оптической системы монохроматора, то ширина  $s_1$  и высота  $h_1$  изображения входной щели определяются выражениями (1.43).

Освещенность изображения

$$E'_\lambda = \Phi'_\lambda / S'_1,$$

где  $S'_1$  — площадь изображения входной щели.

Если источник излучения имеет спектральную яркость  $L_\lambda$ , одинаковую по всем направлениям, то

$$\Phi'_\lambda = \tau_\lambda L_\lambda \omega' S'_1,$$

где  $\tau_\lambda$  — коэффициент пропускания оптической системы;  $\omega'$  — телесный угол, под которым выходной зрачок оптической системы виден с поверхности изображения.

Если  $a'$  и  $H$  — ширина и высота сечения диспергированного пучка, падающего на выходной коллиматорный объектив с фокусным расстоянием  $f'_2$ , то

$$\omega' = a' H / f_2'^2.$$

Тогда

$$E'_\lambda = \tau_\lambda L_\lambda \frac{a' H}{f_2'^2}. \quad (1.47)$$

Если выходная щель шириной  $s_2$  и монохроматическое изображение входной щели шириной  $s'_1$  совпадают, т. е.  $s'_1 = s_2 = s$ , то, учитывая (1.46), (1.47) и выражая линейную дисперсию через угловую по формуле (1.44), получим для монохроматического потока через выходную щель выражение

$$\Phi' = \tau_\lambda L_\lambda a' H \frac{h'_1}{f_2'} \frac{d\beta}{d\lambda} \Delta\lambda,$$

где  $h_1/f_1 = h'_1/f_2'$  — угловая высота щелей.

Величина

$$G = \tau_\lambda a' H \frac{h'_1}{f_2'} \frac{d\beta}{d\lambda}$$

является светосилой прибора по потоку.

Тогда

$$\Phi' = GL_\lambda \Delta\lambda.$$

Таким образом, монохроматический поток излучения через выходную щель пропорционален спектральной ширине щели  $\Delta\lambda$ . Рассмотрим случай освещения входной щели источником сплошного спектра. Примем  $s'_1 = s_2 = s$  и предположим, что в узком интервале длин волн, пропускаемом выходной щелью, спектральная плотность яркости не изменяется. Учитывая (1.46), (1.47), получим

$$\Phi' = \tau_\lambda L_\lambda a' H \frac{h'_1}{f_2'} \frac{d\beta}{d\lambda} \Delta\lambda^2.$$

Выражая  $\Phi'$  через  $G$ , имеем

$$\Phi' = GL_\lambda \Delta\lambda^2.$$

Таким образом, выделяемый монохроматором поток равноэнергетического сплошного спектра пропорционален квадрату спектральной ширины щели. Светосила  $G$  есть проходящий через выходную щель поток сплошного спектра с единичной спектральной яркостью при единичной спектральной ширине щели. Таким образом, светосила монохроматора по потоку определяется линейными размерами диспергирующего элемента и его угловой дисперсией.

### Типовые оптические схемы монохроматоров

**Автоколлимационные схемы.** В рассматриваемых схемах ширина  $a$  параллельных пучков до и после дисперсии одинакова, так что меридиональное увеличение диспергирующего элемента  $\Gamma = 1$ , и aberrации оптической системы равны удвоенным aberrациям зеркала для параллельных пучков, а диспергирующее устройство вызывает лишь искривление спектральных линий. Для компенсации этой кривизны и aberrационного уширения щели конструктивные элементы оптики монохроматора выбирают так, чтобы для определенной длины волны дисперсионная и aberrационная кривизны были одинаковы по значению, но противоположны по знаку. В призмных приборах этих знаки противоположны, если основание призмы ближе к оси параболоида, чем ее вершина.

В большинстве призмных монохроматоров применяют автоколлимационную схему Уолша (рис. 1.14) или автоколлимационную схему с дифракционной решеткой (рис. 1.15). Когда объективом служит сферическое зеркало, суммарные aberrации системы в направлении дисперсии определяются выражением (при квадратном сечении пучка)

$$b = \frac{a^3}{16f'^2} + \frac{a^2i}{4f'}$$

где  $i$  — угол между падающим и отраженным лучами в вершине зеркала. Первый член формулы выражает сферическую aberrацию, второй — кому.

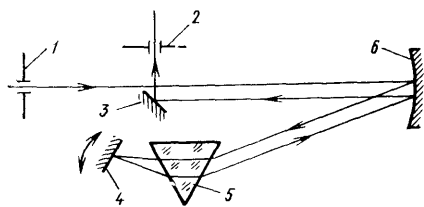


Рис. 1.14. Автоколлимационная схема Уолша:

1 — входная щель; 2 — выходная щель; 3, 4 — зеркала; 5 — призма; 6 — зеркальный объектив

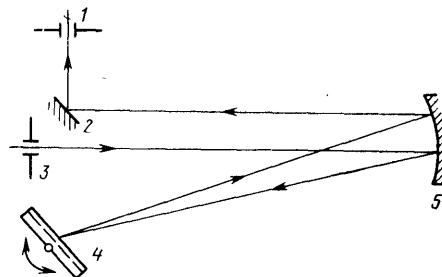


Рис. 1.15. Автоколлимационная схема с дифракционной решеткой:

1 — выходная щель; 2 — зеркало; 3 — входная щель; 4 — дифракционная решетка; 5 — зеркальный объектив

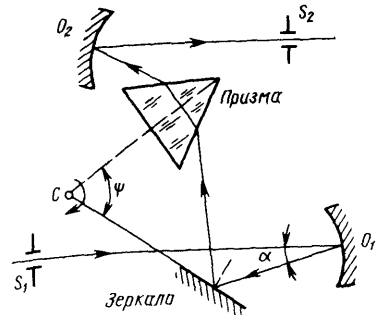


Рис. 1.16. Схема Водворта—Черни:  $S_1, S_2$  — соответственно входная и выходная щели;  $O_1, O_2$  — зеркальные объективы;  $C$  — ось, вокруг которой поворачивается система «зеркало—призма» с постоянным углом  $\psi$  при сканировании монохроматора по спектру

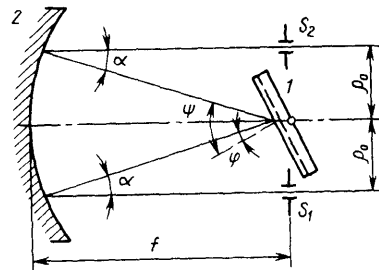


Рис. 1.17. Горизонтальная симметричная схема Эберта:

$S_1, S_2$  — соответственно входная и выходная щели; 1 — дифракционная решетка; 2 — зеркальный объектив

Астигматизм, вызываемый наклонным падением лучей на зеркало, приводит к удлинению изображения щели на величину

$$\delta h = Ni^2/2,$$

где  $N$  — высота диспергирующего элемента.

Угол  $i$  выбирают так, чтобы не было виньетирования пучка, т. е.  $i > a/f'$ . Во многих приборах в качестве объектива используют внеосевой параболоид. В таких схемах точка щели, находящаяся на оси параболоида, изображается без аберраций, но с увеличением высоты щелей качество изображения ухудшается, и ширина фигуры рассеяния на концах изображения щели

$$b_h = \frac{ah^2x}{4f'^3},$$

где  $x$  — расстояние от зеркала до диспергирующего элемента.

**Схемы с Z-образным ходом лучей.** В призмном монохроматоре (рис. 1.16) с системой постоянного угла отклонения Водворта и одинаковыми зеркальными объективами при равных углах  $\alpha$  на них может быть осуществлен такой ход лучей, при котором кома децентрировки зеркал компенсируется. Такая схема эквивалентна системе двух вогнутых зеркал с Z-образным ходом лучей.

Подобный ход лучей имеет место в предложенной Эбертом симметричной схеме монохроматора с плоской дифракционной решеткой (рис. 1.17), помещенной на оси общего сферического зеркала в его фокальной плоскости. Угол между падающим и дифрагированным пучками  $|\psi - \varphi| = 2\alpha$ . В этой схеме при любых значениях  $\psi$  и  $\varphi$  компенсируется искривление спектральных линий, если входная и выходная щели искривлены на величину  $\rho_0 = f' \operatorname{tg} \alpha$  с общим центром на оси системы (см. рис. 1.17).

Позднее схема Эберта была усовершенствована Черни и Турнером (рис. 1.18): одно большое сферическое зеркало было заменено двумя параболическими зеркалами меньших размеров (что позво-

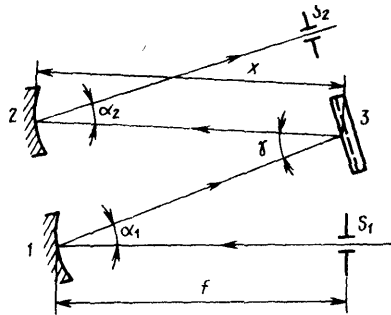


Рис. 1.18. Горизонтальная несимметричная схема Черни—Турнера:  $S_1, S_2$  — соответственно входная и выходная щели; 1, 2 — зеркальные объективы; 3 — дифракционная решетка

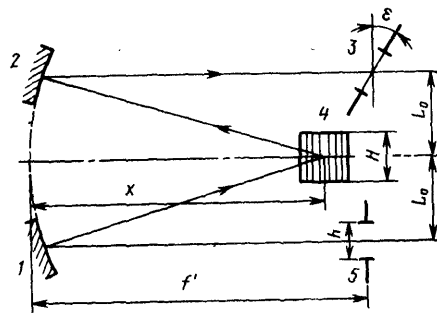


Рис. 1.19. Вертикально-симметричная схема Фасти:

1, 2 — зеркальные объективы; 3 — выходная щель; 4 — дифракционная решетка; 5 — входная щель;  $h$  — высота входной щели;  $f'$  — фокусное расстояние объективов 1, 2;  $x$  — расстояние от сферической поверхности, совпадающей с рабочими поверхностями объективов 1, 2, до рабочей поверхности дифракционной решетки;  $H$  — высота рабочей поверхности решетки;  $\epsilon$  — угол наклона выходной щели относительно оптической оси;  $L_0$  — расстояние от оси симметрии монохроматора до центров входной и выходной щелей

лило увеличить относительное отверстие), углы падения главных лучей на оба зеркала были сделаны различными для частичной

компенсации комы, вызванной меридиональным увеличением диспергирующего элемента. Для лучей, идущих в горизонтальной плоскости симметрии, кома полностью устраняется, если  $\alpha_2 = \Gamma^3 \alpha_1$ , где  $\Gamma = -\cos \varphi / \cos \psi \neq 1$  (при  $\gamma \neq 0$ ).

При различных фокусных расстояниях коллиматорного и фокусирующего объективов условие компенсации комы запишется в виде

$$\alpha_2 = \Gamma^3 \alpha_1 (f'_2/f_1)^2.$$

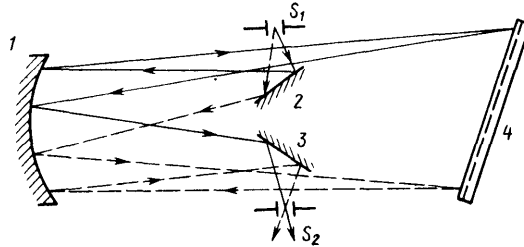
Влияние астигматизма устраняют двумя путями: 1) помещают решетку на расстоянии  $x = 2f'$  от зеркал; 2) применяют искривленные щели. При этом для повышения светосилы высота щелей может быть увеличена без ухудшения спектрального разрешения. При использовании сферических зеркал в случае компенсации комы для заданной длины волны ширина фигуры рассеяния определяется сферической аберрацией

$$b \approx a^3/8f'^2.$$

В случае использования параболических зеркал сферическая аберрация отсутствует, а кома остается такой же, что и для сферических зеркал.

**Вертикальная схема Фасти.** В этой схеме (рис. 1.19) щели расположены одна над другой, т. е. вытянуты вдоль штрихов решетки. Тем самым значительно уменьшено количество паразитного света на выходной щели, т. е. дифрагированные лучи не могут вновь попасть на решетку. Углы падения и дифракции одинаковы,  $\Gamma = 1$ , поэтому кома отсутствует. Изображение фокусируется в плоскости, наклоненной к вертикали, и выходную щель нужно наклонять на

Рис. 1.20. Схема с дополнительными плоскими зеркалами:  
 $S_1, S_2$  -- соответственно входная и выходная щели; 1 — зеркальный объектив; 2, 3 — плоские зеркала; 4 — дифракционная решетка



угол  $\varepsilon = 2L_0/f'$ . Кроме того, здесь возникает наклон спектральных линий в плоскости изображения, поэтому необходимо изменять наклон щели при изменении длины волны. В этой схеме достигается такое же качество изображения, как и в автоколлимационной схеме, но ценой конструктивных усложнений.

**Схемы с дополнительными плоскими зеркалами.** Если поместить обе щели монохроматора на осях вогнутых зеркал (рис. 1.20), введя малые плоские зеркала в сходящийся и расходящийся пучки или большие плоские зеркала в параллельный пучок, асимметрия изображения устраняется, и оптическая система становится центрированной. Благодаря введению дополнительных зеркал щель и ее изображение находятся вблизи оптической оси. При использовании сферических зеркал ширина фигуры рассеяния в центре щели представлена сферической абберацией

$$b_a = \frac{a^3}{8f'^2}$$

и на краю щели

$$b_h = \frac{a'}{8f'^2} - \frac{ah^2}{8f'^2} \left( \frac{x}{f'} - \frac{x^2}{8f'^2} \right).$$

Для повышения разрешающей способности монохроматора используют параболические зеркала. При этом

$$b_a = 0, \quad b_h = \frac{ah^2x}{8f'^3}.$$

Уширение изображения вызывается астигматизмом и кривизной поля. Недостатками этой схемы являются большая потеря энергии из-за виньетирования и громоздкость схемы. Кроме того, не исключено вторичное падение света на решетку, причем на выходной щели может фокусироваться неразложенный свет нулевого порядка.

Автоколлимационная схема становится компактной, если в ней, как предложил Пфунд, дополнительное плоское зеркало с отверстием заменено дифракционной решеткой с отверстием (рис. 1.21).

Сравнение различных схем показывает, что с точки зрения качества изображения и удобства эксплуатации наиболее удачна автоколлимационная схема с внеосевым параболоидом. В случае невозможности изготовления внеосевого параболоида больших размеров

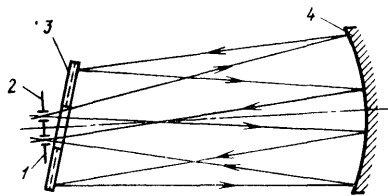


Рис. 1.21. Схема Пфунда:

1 — выходная щель; 2 — входная щель; 3 — дифракционная решетка; 4 — зеркальный объектив

применяют горизонтальную несимметричную схему Черни—Турнера. Если не требуется высокого разрешения, используют сферически зеркала. При работе в средней инфракрасной области спектра (25—50 мкм) из-за дифракционных ограничений также нет необходимости в применении асферической оптики.

### Двойные монохроматоры

Во всех простых монохроматорах на выходную щель кроме разложенного в спектр излучения всегда попадает некоторое количество рассеянного излучения других длин волн. Наиболее надежным способом устранения мешающего света является применение двойной монохроматизации. В зависимости от взаимного расположения диспергирующих элементов в обеих половинах прибора различают двойные монохроматоры со сложением и вычитанием дисперсий.

Двойные монохроматоры представляют собой систему двух простых монохроматоров, причем в приборах со сложением дисперсий оба диспергирующих элемента разлагают свет в спектр в одном направлении, т. е. дисперсии складываются. В приборах с вычитанием дисперсий дисперсии обеих половин монохроматора направлены противоположно. В качестве примера рассмотрим зеркальные двойные монохроматоры с плоскими дифракционными решетками, построенные по горизонтальной несимметричной схеме с Z-образным ходом лучей (рис. 1.22). Пусть оба диспергирующих элемента 5, 6 и фокусные расстояния  $f'$  объективов 1, 2, 7, 8 одинаковы и при фиксированном положении диспергирующих элементов через среднюю щель  $S_2$  и выходную щель  $S_3$  проходят лучи с длиной волны  $\lambda$ . Лучи с длиной волны  $\lambda + \Delta\lambda$  пересекают плоскость  $S_2$  на расстоянии от центра щели

$$\Delta y_1 = f' \frac{d\beta_1}{d\lambda} \Delta\lambda,$$

а плоскость выходной щели — на расстоянии от центра выходной щели

$$\Delta y_2 = \Gamma_2 \Delta y_1 \pm f' \frac{d\beta_2}{d\lambda} \Delta\lambda,$$

где  $d\beta_1/d\lambda$  и  $d\beta_2/d\lambda$  — угловые дисперсии диспергирующих элементов 5 и 6;  $\Gamma_2$  — меридиональное увеличение диспергирующего элемента 5 (знак «+» относится к схеме со сложением дисперсий, «—» — к схеме с вычитанием дисперсий).

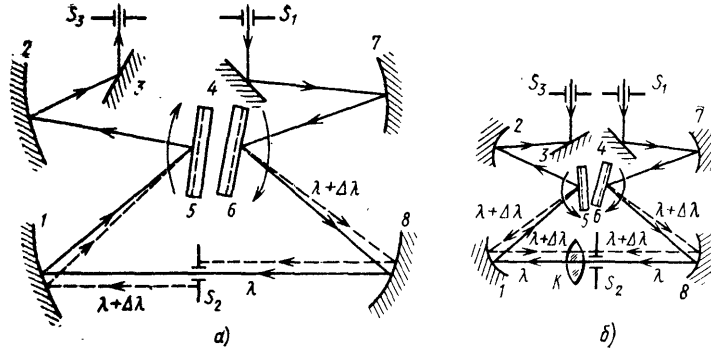


Рис. 1.22. Схемы двойных монохроматоров: *a* — со сложением дисперсий; *b* — с вычитанием дисперсий;  $S_1$  — выходная щель; 1, 2, 7, 8 — зеркальные объективы; 3, 4 — плоские зеркала; 5, 6 — дифракционные решетки;  $S_2$  — средняя щель;  $S_3$  — выходная щель;  $\lambda$  — длина волны излучения, проходящего через монохроматор

Суммарная линейная дисперсия прибора

$$\left(\frac{dl}{d\lambda}\right)_{\Sigma} = \frac{\Delta y_2}{d\lambda} = \frac{\Gamma_2 \Delta y_1}{\Delta \lambda} \pm f \frac{d\beta_2/d\lambda \Delta \lambda}{\Delta \lambda} = f' \left( \Gamma_2 \frac{d\beta_1}{d\lambda} \pm \frac{d\beta_2}{d\lambda} \right).$$

Чтобы не было виньетирования пучка лучей во второй половине монохроматора, вблизи средней щели устанавливается коллективная линза  $K$  (рис. 1.22, б). Коллектив не нужен, если диспергирующие элементы находятся вблизи фокальных плоскостей объективов 1 и 8 (см. рис. 1.22, а).

**Монохроматоры со сложением дисперсий.** Применение таких схем позволяет не только во много раз снизить уровень рассеянной радиации на выходе прибора, но и увеличить его теоретическую разрешающую способность  $r_{T\Sigma}$ , а при заданной разрешающей способности повысить светосилу. Значение  $r_{T\Sigma}$  при одинаковых углах падения лучей на диспергирующие элементы 5 и 6 определяется формулой

$$r_{T\Sigma} = r_T^{(1)} \left( 1 + \frac{1}{\Gamma_1} \right), \quad (1.48)$$

где  $r_T^{(1)}$  — теоретическая разрешающая способность первой половины монохроматора;  $\Gamma_1 = \Gamma_2$  — меридиональные увеличения диспергирующих элементов 5 и 6.

При  $\Gamma_1 < 1$   $r_{T\Sigma} > 2r_T^{(1)}$ , так как на диспергирующий элемент 6 падает более широкий пучок, чем на диспергирующий элемент 5. Если пренебречь aberrациями объективов, то при заданной полуширине  $\Delta\lambda$  выделяемого интервала длин волн поток равноэнергетического сплошного спектра через  $s_3$  максимален, когда ширина геометрического изображения входной щели в плоскости выходной щели  $s'_1$  равна самой  $s_3$ , т. е.  $s'_1 = s_3$ , а ширина средней щели  $s_2$  не менее ширины промежуточного изображения входной щели в плоскости средней  $s'_1$ , т. е.  $s_2 \geq s'_1$ . Если все четыре объектива одинаковы, то оптимальные значения ширины щелей  $s_2 \geq \Gamma_1 s_1$ ,  $s_3 = \Gamma_1^2 s_1$ .



При этом график  $A(x)$  — треугольник с полушириной  $s_2 = s_3 =$  и разрешаемый интервал

$$\delta\lambda = \frac{s}{(dl/d\lambda)_\Sigma},$$

где  $(dl/d\lambda)_\Sigma = f'(\Gamma_1 d\beta_1/d\lambda + d\beta_1/d\lambda) = f' d\beta_1/d\lambda (1 + \Gamma_1)$  — линейная дисперсия двойного монохроматора со сложением дисперсий

Световой поток при сплошном спектре на выходе такого монохроматора определяется формулой

$$\Phi'_{\lambda\Sigma} = \tau_{\lambda\Sigma} L_\lambda a' H \frac{h'}{f'_2} \left( \frac{d\beta}{d\lambda} \right)_\Sigma \Delta\lambda^2, \quad (1.4)$$

где  $\tau_{\lambda\Sigma}$  — пропускание двойного монохроматора. Так как  $r_{\tau\Sigma} = a' (d\beta/d\lambda)_\Sigma$ , то подставляя в (1.49) значение  $r_{\tau\Sigma}$  из (1.48), получим

$$\Phi'_{\lambda\Sigma} = \tau_{\lambda\Sigma} L_\lambda H \frac{h'}{f'_2} r_{\tau}^{(1)} \Delta\lambda^2 (1 + \Gamma_1^{-1}).$$

С другой стороны, при том же значении  $\Delta\lambda$  простой монохроматор с тем же диспергирующим элементом пропускает поток

$$\Phi_{\lambda(1)} = \tau_{\lambda}^{(1)} L_\lambda H \frac{h'}{f'_2} r_{\tau}^{(1)} \Delta\lambda^2.$$

Так как обе половины монохроматора одинаковы, то  $\tau_{\lambda\Sigma} = \tau_{\lambda}^{(1)2}$  и

$$\Phi'_{\lambda\Sigma}/\Phi_{\lambda(1)} = \tau_{\lambda}^{(1)} (1 + \Gamma_1^{-1}),$$

т. е. двойной монохроматор со сложением дисперсий при заданной  $\Delta\lambda$  оказывается более светосильным, чем простой, если  $\tau_{\lambda}^{(1)} (1 + \Gamma_1^{-1}) > 1$  а при  $\Gamma_1 = 1$   $\tau_{\lambda}^{(1)} > 0,5$ . При наличии aberrаций оптической системы ширина средней щели

$$s_2 \geq \Gamma_1 s_1 + b_a^{(1)},$$

где  $b_a^{(1)}$  — aberrационное уширение изображения входной щели в плоскости средней щели.

Сканирование спектра в рассматриваемом монохроматоре осуществляется одновременным вращением диспергирующих систем в одном направлении. Такой монохроматор при большей  $r_\tau$  обеспечивает устранение рассеянного света, а при достаточно высоком пропускании может оказаться и более светосильным, чем простой монохроматор.

**Монохроматоры с вычитанием дисперсий.** Двойные монохроматоры с вычитанием дисперсий позволяют снизить уровень рассеянного света без увеличения разрешающей способности. В них на выходную щель приходит свет такого же спектрального состава, каким он вышел из средней щели. Поэтому все соотношения, определяющие разрешающую способность, поток и спектральный состав излучения, проходящего через выходную щель простого монохроматора, остаются справедливыми и для двойного монохроматора с вы-

читанием дисперсий, с тем лишь различием, что роль выходной щели теперь играет средняя щель  $s_2$ . Вследствие дополнительных потерь света во второй половине при той же разрешающей способности, что и у простого монохроматора, двойной монохроматор с вычитанием дисперсий оказывается менее светосильным, чем двойной монохроматор со сложением дисперсий. Сканирование спектра осуществляется одновременным вращением обоих диспергирующих элементов с одинаковой скоростью в противоположные стороны. Итак, все свойства монохроматора данного типа определяются только шириной входной и средней щелей. Выходная щель при этом должна иметь такую ширину  $s_3$ , чтобы не виньетировать изображение входной щели:  $s_3 \geq s_1 + b_a$ , где  $b_a$  — абберационное уширение изображения входной щели в плоскости выходной щели. Это справедливо только при полной компенсации дисперсий обеих половин монохроматора, т. е. при осуществлении схемы нулевой дисперсии. При этом  $\Gamma = 1$ . Применение двойных монохроматоров данного типа целесообразно только при реализации схемы нулевой дисперсии. Рассмотрим в качестве примера **монохроматор с плоской решеткой МДР-23**, построенный по горизонтальной несимметричной схеме Черни—Турнера со сферическими зеркальными объективами (рис. 1.23). Прибор выпускается со сменными решетками и работает в области от 0,2 до 16 мкм. Свет от источника 7 через конденсор 8 попадает на входную щель 9. Поворотное зеркало 5 и объектив 13, в фокальной плоскости которого находится щель 9, направляют параллельный пучок лучей на дифракционную решетку 4. Дифрагированный параллельный пучок лучей фокусируется объективом 14 на выходную щель 3.

В зависимости от положения поворотного зеркала 2 пучок света попадает либо на щель 3, либо на щель 1. При работе прибора в диапазоне 0,2—2 мкм для проецирования источника на входную щель служит неахроматизированный конденсор с увеличением от 2,5 до 4× в зависимости от области спектра. В инфракрасной области спектра от 2 до 16 мкм для проецирования источника на щель применяют зеркальный осветитель. При этом свет от источника излучения с помощью плоского поворотного зеркала 11, сферического зеркала 12 и плоского зеркала 10 проецируется на щель 9 с увеличением 1,8. Для срезания спектров высших порядков служат светофильтры 6.

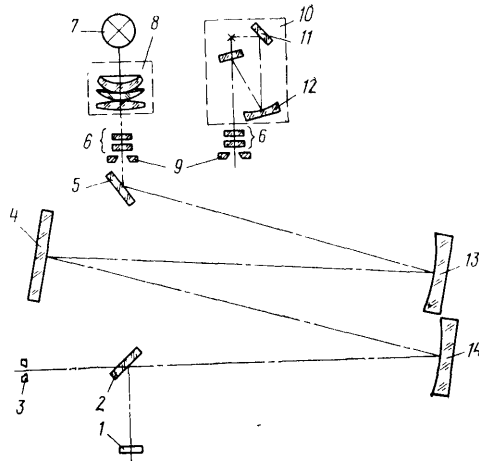


Рис. 1.23. Оптическая схема монохроматора МДР-23

Развертка спектра по длинам волн может осуществляться автоматически от шагового двигателя или от руки. Поворот решетки через синусный механизм обеспечивает получение линейной шкалы длин волн и позволяет пользоваться для их индикации цифровым отсчетом. Нанесение реперных меток производится через 1 и 10 реперным устройством.

## 7. ОСВЕЩЕНИЕ ЩЕЛИ В СПЕКТРАЛЬНОМ ПРИБОРЕ

### Источники излучения

Данные, которые можно получить с помощью спектрального анализа, в значительной степени зависят от выбора источника света и способа их применения.

К источникам предъявляются высокие требования: достаточная яркость свечения, хорошая воспроизводимость и стабильность работы, достаточная чистота спектра и т. д. Рассмотрим некоторые источники (подробные сведения даны в гл. 2).

**Пламя** ацетиленово-воздушное, ацетиленово-кислородное и светящегося газа применяют в основном для анализа на щелочные и щелочно-земельные элементы, так как они имеют низкий потенциал возбуждения. Температура пламени 1500—3000 °С. Стабильность условий возбуждения спектра достаточно высокая, поэтому пламя можно использовать как для качественного, так и для количественного анализа.

**Конденсированная высоковольтная искра** нашла широкое применение для количественного спектрального анализа металлов и сплавов. Она дает не только молекулярные спектры, но и спектры ионизированных атомов. Достаточной стабильностью обладают генераторы типа УГЭ-4, выпускаемые промышленностью. Особенной стабильностью отличаются генераторы с электронным управлением обеспечивающие высокую воспроизводимость анализа.

**Дуга постоянного тока** используется для качественного и количественного анализа руд и минералов, а также для анализа металлов на чистоту. Дуга имеет падающую вольт-амперную характеристику и случайные колебания силы тока приводят к неустойчивому горению. Поэтому последовательно с дуговым промежутком включают большое балластное сопротивление.

**Дуга переменного тока** дает спектральные линии с более постоянными и воспроизводимыми относительными интенсивностями поэтому широко применяется для спектрохимического анализа. Большое распространение получил генератор дуги переменного тока и низковольтной искры ИВС-28, позволяющий анализировать элементы с высоким потенциалом возбуждения.

**Газосветные лампы** составляют значительную группу источников света. В них пары или газы, заключенные в разрядную трубку, светятся под влиянием проходящего электрического разряда. К этой группе прежде всего относятся гейслеровские трубки, содержащие пары или газы при низком давлении. Наиболее устойчивый режим дают трубки, наполненные инертными газами.

**Лампы накаливания**, характеризующиеся равномерным распределением энергии в спектре, используются для работы в ближней ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра. В спектроскопии применяют лампы с ленточной нитью, проекционные лампы и прожекторные лампы, которые обладают достаточно высокой яркостью.

**Штифт Нернста и глобар** используют в инфракрасной области спектра. Штифт Нернста представляет собой пресованный стержень из тонко размельченных окислов тория, циркония, иттрия и др. Силитовый стержень — глобар — изготавливают из карбида кремния. В области длин волн  $\lambda < 10$  мкм яркость штифта выше, чем глобара, но при  $\lambda > 10$  мкм выше излучательная способность глобара.

**Ртутные лампы высокого давления** применяют для проведения анализа жидкостей по спектрам комбинационного рассеяния. Их основным преимуществом является большая яркость излучения, недостатком — значительный непрерывный фон, свойственный разряду высокого давления. Для анализа газов пригодны только ртутные лампы низкого давления.

### Когерентное и некогерентное освещение щели

Распределение интенсивности по контуру спектральной линии зависит от ширины входной щели и способа ее освещения. Теоретически различают два предельных случая: некогерентное и когерентное освещение щели. Освещение щели, при котором каждый ее участок излучает независимо от других, и между излучением разных участков нет постоянных фазовых сдвигов, называют *некогерентным*. При *когерентном* освещении отдельные элементы поперечного сечения щели излучают свет с постоянной разностью фаз.

При некогерентном освещении щели (рис. 1.24, а) распределение интенсивности по контуру линии равномерное, и форма контура монохроматической линии близка к кривой Гаусса. Полуширина линии приблизительно равна ширине геометрического изображения щели при  $s > s_n$ . При когерентном освещении щели (рис. 1.24, б), когда  $s \leq s_n$ , распределение интенсивности по контуру спектральной линии неравномерное. Полуширина линии значительно меньше ширины геометрического изображения щели.

Изображение источника на щели с помощью конденсора, заполняющего излучением объектив коллиматора, дает частично когерентное освещение щели.

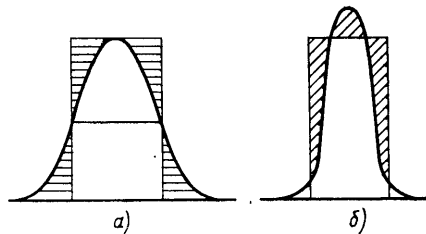


Рис. 1.24. Распределение интенсивности по контуру спектральной линии: а — при некогерентном освещении; б — при когерентном освещении

## Осветительные системы

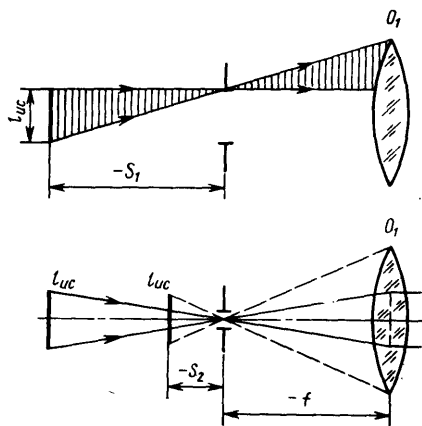


Рис. 1.25. Схема освещения щели непосредственно источником излучения:  $l_{uc}$  — линейный размер источника света;  $Q_1$  — объектив входного коллиматора;  $f$  — фокусное расстояние объектива света

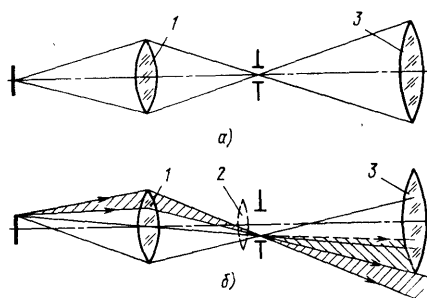


Рис. 1.26. Схема осветительной системы с проекцией изображения источника на щель

можно. Кроме того, пучки лучей, идущие от разных точек щели, проходят различные участки оптики, и если оптика имеет местные дефекты, они скажутся на распределении освещенности вдоль спектральной линии.

**Осветительная система с проекцией изображения источника на щель** (рис. 1.26). При заполнении апертуры объектива коллиматора в горизонтальной плоскости (рис. 1.26, а) пучок лучей в вертикальной плоскости (рис. 1.26, б) виньетировается оправой объек-

Функции, которые выполняет осветительная система зависят от вида спектрального анализа. При качественном анализе важно осветить щель наиболее чувствительным участком источника, при количественном — необходимо получить равномерное освещение щели всеми точками источника. Система освещения щели должна обеспечивать максимальное использование светосилы прибора, равномерное освещение щели по всей ее площади, равномерную освещенность в изображении щели. Рассмотрим несколько схем освещения щели.

**Освещение щели непосредственно источником света** (рис. 1.25)

Для того чтобы не было виньетирования пучка лучей внутри прибора, источник излучения с размером светящегося тела следует установить на вполне определенном расстоянии  $S_1$  от щели. С другой стороны, для полного использования светосилы и разрешающей способности прибора источник должен быть установлен на расстоянии  $S_2$ . Оба эти условия при высокой и узкой щели одновременно выполнить невоз-

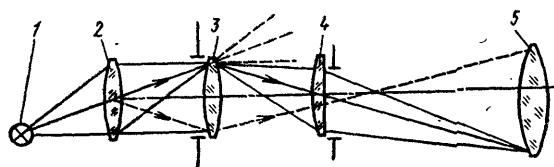


Рис. 1.27. Схема трехлинзовой осветительной системы

тива. Для устранения этого явления перед входной щелью устанавливается антивиньетирующая линза 2 (см. рис. 1.26, б), рассчитанная таким образом, чтобы изображение оправы осветительной линзы 1 проецировалось ею в объектив коллиматора 3. На каждой точке щели воспроизводится изображение соответствующей точки источника, и в случае источника с неравномерной яркостью спектральные линии имеют неравномерную освещенность. Неоднородность материала антивиньетирующей линзы скажется на равномерности освещенности спектральной линии. При нитевидных источниках излучения часто используют цилиндрические или сфероцилиндрические линзы.

**Трехлинзовая осветительная система** (рис. 1.27). Эта система дает возможность получить равномерное освещение щели и ее изображения в случае источника с неравномерной яркостью. Она рассчитывается таким образом, чтобы источник излучения 1 проецировался линзой 2 на линзу 3, перед которой установлена диафрагма. Благодаря этому можно выделить пучки лучей, идущие от различных участков источника. Линза 3 проецирует оправу линзы 2 на оправу антивиньетирующей линзы 4, которая, в свою очередь, проецирует оправу линзы 3 на оправу объектива коллиматора 5.

Для инфракрасной области спектра, а в последние годы также для видимой и ультрафиолетовой областей применяют зеркальные осветительные системы (рис. 1.28).

**Осветительные системы с растровым конденсором.** Некоторые источники излучения, как, например, искра или дуга, способны перемещаться во время горения. Поэтому изображение светящегося объема смещается относительно щели или объектива коллиматора, что вызывает неравномерность освещенности последних. Устранить этот недостаток можно, используя растровый конденсор (рис. 1.29). Конденсор состоит из линзы 1, на плоской стороне которой размещен ряд небольших линз 2 с одинаковыми фокусными расстояниями. Линзы 2 образуют растр. Линза 1 изображает источник в плоскости антивиньетирующей линзы 3, а совместно с растровыми линзами и антивиньетирующей линзой — на объективе коллиматора.

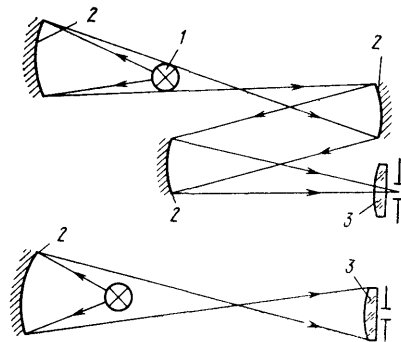


Рис. 1.28. Зеркальные осветительные системы:

1 — источник излучения; 2 — зеркальный объектив; 3 — линза

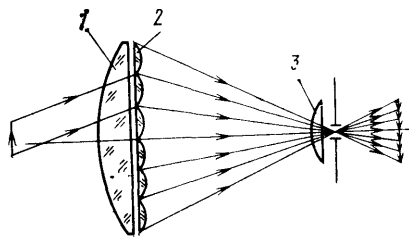


Рис. 1.29. Схема растровой осветительной системы

## 8. СПЕКТРОМЕТРЫ И СПЕКТРОФОТОМЕТРЫ

### Принципиальные схемы спектрофотометров

По принципу действия спектральные приборы с фотоэлектрической регистрацией спектра могут быть разделены на два класса: *спектрометры*, предназначенные для энергетических измерений спектра, и *спектрофотометры*, предназначенные для исследования зависимости энергии испускания, поглощения, отражения, рассеяния или иного преобразования света (излучаемого веществом или падающего на него) от длины волны. В основном приемы спектрофотометрии в разных областях спектра одинаковы. Однако практические различия в источниках и приемниках излучения, в приборах, применяемых для спектрального разложения света, а также в используемых материалах приводят к делению ее на спектрофотометрию ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областей спектра.

Наиболее широко спектрофотометры применяются в следующих случаях:

для установления связи между спектрами поглощения различных (жидких, твердых, газообразных) веществ, их химическим строением и составом;

для количественного определения различных веществ, основанного на точном измерении коэффициентов пропускания образцов.

Спектрофотометры по сравнению с обычными фотоколориметрическими приборами имеют преимущества в чувствительности, точности и возможности избирательного анализа многокомпонентных смесей. Они состоят из системы возбуждения излучения, спектральной системы, приемника лучистой энергии, системы предварительной обработки информации, регистрирующей системы. Спектрофотометры отличаются от спектрометров наличием фотометрической системы, которая может быть расположена как перед спектральной системой, так и после нее.

В спектрофотометрах, служащих для абсорбционного анализа, на фоне спектра излучения источника наблюдаются линии поглощения исследуемого вещества. В фотометрической системе таких приборов находится кюветное отделение (абсорбционная ячейка с образцом) с системой зеркал, изменяющих геометрию прохождения лучей, зеркальные модуляторы, а также фотометрические и компенсационные клинья. В зависимости от числа каналов в фотометрической части спектрофотометры делятся на однолучевые и двухлучевые. В *однолучевых* спектрофотометрах в световой пучок поочередно вводятся образец и эталон; причем соответствующие измерения прошедшего потока производятся раздельно во времени. В *нерегистрирующих* спектрофотометрах пропускание измеряется в отдельных точках, а установку длины волны, образца и отсчет коэффициента пропускания осуществляют вручную.

В *двухлучевых* приборах производится измерение отношения световых потоков, прошедших раздельно через два канала, в одном из которых помещается образец, в другом — эталон. Поочередная коммутация пучка лучей после монохроматора в соответствующие ка-

налы осуществляется обычно с помощью зеркальных обтюраторов. В этих приборах измерение отношения потоков, попадающих, как правило, на один приемник, осуществляется автоматически. На выходе прибора получается спектральная кривая оптической плотности либо кривая пропускания, которые обычно регистрируются самописцем. При измерении пропускания твердых и газообразных тел эталоном часто служит атмосферный воздух, пропускание которого принимается за 100 %. При измерении линий и полос поглощения растворенных веществ в канал эталона помещают чистый растворитель, а в канал образца — раствор; в этом случае на выходе прибора получают запись спектра поглощения растворенного вещества, свободного от полос поглощения растворителя.

Спектрофотометры по методу измерения делятся на три основных типа.

**Приборы с отсчетным методом измерения** (рис. 1.30, а) работают следующим образом. Пучки лучей от источника излучения 1 с помощью системы зеркал направляются в фотометрическую часть 2, где проходят через каналы образца *О* и эталона *Э*. Затем они вновь соединяются и поступают на вход монохроматора 3, после которого регистрируются измерительной схемой 4, состоящей из фотоприемника и усилителя. Сравнение обоих световых потоков, прошедших образец и эталон, осуществляется электрическим способом в блоке 5, где измеряется каждый из сигналов в отдельности и определяется их отношение, которое затем подается в регистрирующее устройство 6. Такая операция в нерегистрирующих спектрофотометрах производится вручную, а в регистрирующих — автоматически. Эти приборы называются также спектрофотометрами с электрической компенсацией.

**Приборы с нулевым методом измерения** (рис. 1.30, б) определяют отношение световых сигналов методом оптической компенсации — введением в канал эталона линейно проградуированного компенсирующего оптического клина 5. Таким клином чаще всего является механическая гребенка с зубцами в виде вытянутых треугольников (оптических клиньев из поглощающих веществ, которые были бы «серыми» в достаточно широкой области спектра, не существует). Движение клина осуществляется сервомеханизмом, сигнал на который поступает с усилителя 4. Фотометрический клин кинематически связан с пером самописца 6. Перемещение клина происходит до тех пор, пока оба потока, падающих на фотоприемник, не станут одинаковыми, и сигнал с усилителя будет равен нулю. В этих приборах,

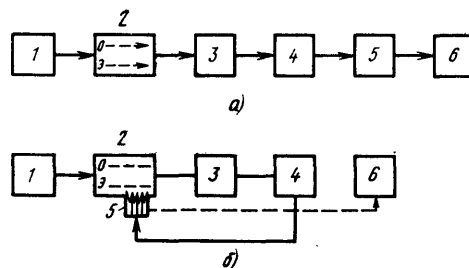


Рис. 1.30. Принципиальные схемы спектрофотометров:

а — по отсчетному методу; б — по нулевому методу



в отличие от приборов с отсчетным методом, не требуется линейность приемно-регистрирующей системы, но зато здесь необходима высокая точность изготовления металлической гребенки. Фотометрическая точность приборов второго класса существенно выше и достигает 0,2

**Приборы с дифференциальным методом измерения** определяют разность световых потоков, прошедших канал сравнения и канал образца. Подобные приборы применяют при спектральном анализе слабопоглощающих веществ.

### Преобразование сигналов в спектрометрах и спектрофотометрах

Задача оптимального согласования различных систем спектрометров и спектрофотометров наиболее полно формулируется для регистрирующих спектрофотометров. Теория преобразования сигналов в спектрометрах является частным случаем более общей теории спектрофотометров. Последняя включает дополнительно преобразование сигналов в оптико-механической системе фотометрирования.

Рассмотрим принципиальную схему спектрофотометра с автоматической регистрацией спектра (рис. 1.31, а). Излучение источника  $I$  сплошного спектра  $L_v^n(\nu)$  (рис. 1.31, б) формируется осветительной системой  $Ос$  в два параллельных пучка, направляемых в канал образца  $О$  и канал эталона  $Э$ . Эталон всегда подбирают так, чтобы его пропускание  $\tau^э$  было равно пропусканию элементов конструкции юветы канала образца, пропускание которого, таким образом, можно представить в виде  $\tau^о\tau^э$ , где  $\tau^о$  — коэффициент пропускания образца. Далее, излучения обоих каналов поочередно с помощью прерывателя  $П$  направляются во входную щель монохроматора  $М$ . В выходной плоскости монохроматора формируется пространственное распределение освещенности, эквивалентное распределению спектральной плотности мощности излучения, прошедшего через эталон и образец.

Выходная щель пропускает лишь узкую часть спектрального диапазона, интенсивность которого есть  $I_v^{оэ}$  или  $I_v^э$ . Приемник  $ПИ$ ,

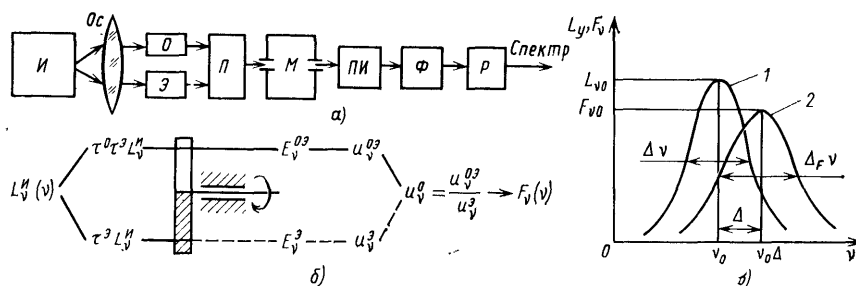


Рис. 1.31. Формирование сигналов в спектрофотометре: а — принципиальная схема спектрофотометра; б — преобразование сигналов; в — спектральные распределения на входе (1) и на выходе (2)

установленный за выходной щелью, преобразует поток излучения, попадающий на его чувствительную площадку, в электрические сигналы  $u_v^{03}$  и  $u_v^3$ , которые в блоке обработки информации  $\Phi$  подвергаются электрической фильтрации для выделения сигнала  $u_v^0$ , соответствующего спектральному пропусканию образца  $\tau^0$ . В простейшем случае операция фильтрации представляет собой деление двух напряжений  $u_v^{03}/u_v^3$  или синхронное детектирование сигналов. В более сложных схемах это может быть оптимальная фильтрация сигнала для улучшения отношения сигнал/шум или цифровая обработка информации с использованием ЭВМ. Электрический сигнал  $u_v^0$  управляет работой регистрирующего устройства  $P$ , на выходе которого получается спектральная плотность распределения  $F_v(v)$ , эквивалентная спектральному коэффициенту пропускания образца  $\tau^0(v)$ .

Из-за физических ограничений и различных несовершенств спектрального прибора выходное распределение  $F_v(v)$  не совпадает с исследуемым спектральным распределением. Это несоответствие может быть рассчитано, если известна аппаратная функция спектрального прибора [см. формулу (1.18)]:

$$h(v - v_0) = h_p(v - v_0) \otimes h_n(v - v_0) \otimes h_\phi(v - v_0) \otimes h_m(v - v_0). \quad (1.50)$$

Подобно аппаратной функции, которая определяется как отклик линейной инвариантной системы на элементарное воздействие, искажения, вносимые спектральным прибором в исследуемое спектральное распределение, оцениваются по элементарным спектральным распределениям. В качестве последнего удобно выбрать  $\delta$ -воздействие, тогда вся информация об искажающих свойствах спектрофотометра содержится в его аппаратной функции. Однако для экспериментальной проверки расчетных соотношений необходимо выбирать реальные спектральные распределения. Лучше всего для этого подходят узкие линии поглощения или излучения. Спектральные контуры линий излучения с достаточно хорошим приближением могут быть описаны функциями Гаусса:

$$L_v(v) = L_{v_0} \exp[-\beta(v - v_0)^2],$$

где  $v_0$  — центр линии излучения;  $\beta = 2,77/\Delta v^2$  — параметр затухания ( $\Delta v$  — полуширина линии излучения).

Тогда выходное распределение согласно (1.50) будет

$$F_v(v) = h_m(v) \otimes h_n^{(v)} \otimes h_\phi(v) \otimes h_p(v) \otimes L_v(v). \quad (1.51)$$

Уравнение (1.51) называется *общим уравнением спектрофотометра*.

### Выбор параметров спектрометров и спектрофотометров

При разработке спектрофотометров необходимо правильно выбрать геометрические параметры монохроматора и определить допустимые пределы скорости сканирования спектра в зависимости от параметров приемно-регистрирующей системы.

Рассмотрим некоторые вопросы оптимизации отдельных систем спектрофотометра и их оптимального согласования, анализируя уравнение (1.51). Идеальный спектральный прибор имеет аппаратную функцию в виде  $\delta$ -функции, именно в этом случае зарегистрированный спектр  $F_\nu$  не отличается от истинного (1.8):

$$F_\nu(\nu) = L_\nu(\nu) \otimes \delta(\nu) = L_\nu(\nu).$$

Аппаратная функция реального спектрофотометра имеет конечную ширину, что приводит к различным искажениям истинного спектрального распределения: его уширению, погрешностям фотометрирования и определения центра линии излучения. На рис. 1.31, в представлены контуры истинной и искаженной линии, где обозначено:  $\Delta_\nu$  — полуширина искаженной линии,  $F_{\nu 0}$  и  $L_{\nu 0}$  — максимумы линий,  $\Delta$  — сдвиг максимумов линий. Указанные характерные искажения измеренного спектрального распределения вызваны совокупным действием всех систем спектрофотометра, конечностью полуширины их аппаратных функций.

Рассмотрим сначала систематические искажения, вносимые в истинное распределение энергии, т. е. искажения регулярных сигналов без учета случайных погрешностей преобразования этих сигналов в спектрофотометре.

Уширение спектральных линий в **монохроматоре** вызвано конечностью ширины входной и выходной щелей, дифракцией на диафрагме, ограничивающей диспергирующий элемент, аберрациями оптической системы монохроматора, погрешностями сборки, юстировки и изготовления отдельных элементов оптической схемы. Тогда аппаратная функция монохроматора будет иметь вид [см. формулу (1.18)]

$$h_m = h_1(\nu) \otimes h_2(\nu) \otimes h_D(\nu) \otimes h_a(\nu) \otimes h_T(\nu), \quad (1.52)$$

где  $h_1$  — распределение освещенности изображения входной щели монохроматора в плоскости выходной щели;  $h_2$  — распределение пропускания выходной щели;  $h_D$  — распределение освещенности изображения точечного источника, находящегося в плоскости входной щели, наблюдаемое в плоскости выходной щели в идеальной оптической системе;  $h_a$  — уширение изображения точечного источника, вызванное аберрациями оптической системы;  $h_T$  — технологическое уширение изображения.

В сложных монохроматорах искажения (1.52) вызваны большим числом независимых факторов, которые носят в основном случайный характер. Поэтому аппаратная функция монохроматора может быть достаточно хорошо аппроксимирована кривой нормального закона распределения, т. е. функцией Гаусса:

$$h_m(\nu) = h_{m0} \exp[-\beta_m \nu^2], \quad (1.53)$$

где  $\beta_m = 2,77/(\Delta_m \nu^2)$ , а  $\Delta_m \nu$  — полуширина аппаратной функции.

Аппаратная функция **приемника излучения** определяется неоднородностью чувствительности приемной площадки  $j$  ( $x_{II}$ ,  $y_{II}$ ) ( $x_{II}$ ,  $y_{II}$  — координаты в плоскости ПИ), инерционностью  $\tau_{II}$ , отно-

сительной спектральной чувствительностью  $\gamma_v(v)$  и фоновой засветкой чувствительной площадки. Тогда, аналогично (1.52) можно записать

$$h_{\Pi}(v) = j_{\max}(x_{\Pi}(v)) \otimes \tilde{\gamma}_v(v) \otimes h_{\tau}(v),$$

где  $j_{\max}(x_{\Pi})$  — максимальная чувствительность ПИ в точке  $x_{\Pi}$ , связанной с  $v$  законом дисперсии (1.3);  $j_{\max}$  зависит от средней освещенности излучения на чувствительной площадке (фоновая характеристика);  $\tilde{\gamma}_v$  — фурье-преобразование относительной спектральной чувствительности;  $h_{\tau}$  — составляющая аппаратной функции ПИ, учитывающая инерционные свойства приемника.

При анализе инерционных свойств ПЛЭ его рассматривают как аperiодическое звено с постоянной времени  $\tau_{\Pi}$ , тогда

$$h_{\tau}(v) = \begin{cases} \frac{1}{\tau_{\Pi}} \exp(-t(v)/\tau_{\Pi}), & t \geq 0; \\ 0, & t < 0, \end{cases} \quad (1.54)$$

где  $t(v) = v/v$  — закон сканирования спектра;  $v$ ,  $\text{см}^{-1}\text{с}^{-1}$  — скорость сканирования.

При измерении характеристик ПИ зависимость его спектральной или интегральной чувствительности от координат площадки с учетом освещенности получить очень сложно. Поэтому эту зависимость аппроксимируют простыми функциями, спадающими к краю приемной площадки:

$$j_{\max}(x_{\Pi}) \approx \cos^m \frac{\pi x_{\Pi}}{2\sqrt{q}}, \quad (1.55)$$

где  $q$  — площадь чувствительной площадки ПЛЭ, имеющей квадратную форму;  $1 \leq m \leq 3$ . В простейшем случае  $j_{\max}(x_{\Pi})$  можно принять равной постоянной величине.

Относительная спектральная чувствительность  $\gamma_v$  имеет различный вид для ПЛЭ с разными принципами действия. В частном случае для неселективного ПИ типа болометра и пироэлектрического приемника  $\gamma_v = 1$  и тогда  $\tilde{\gamma}_v = \delta(v)$ . Для селективных ПЛЭ  $\tilde{\gamma}_v$  будет иметь конечную ширину, что приведет к дополнительному искажению измеренных спектров.

С учетом этого, а также принимая во внимание формулы (1.54) и (1.55), аппаратную функцию ПИ можно записать в виде

$$h_{\Pi}(v) = \cos^m \frac{\pi x_{\Pi}(v)}{2\sqrt{q}} \otimes \tilde{\gamma}_v(v) \otimes \frac{1}{\tau_{\Pi}} \exp\left(-\frac{v}{v\tau_{\Pi}}\right). \quad (1.56)$$

Аппаратная функция блока обработки информации  $h_{\Phi}$  в значительной мере определяется решаемой задачей оптимальной фильтрации. В простейшем случае линейного усиления сигнала с выхода ПЛЭ и электрической фильтрации в полосе частот  $\Delta f = f_2 - f_1$  она будет иметь вид

$$h_{\Phi} = K_0 \exp\left[j2\pi \frac{f_1 + f_2}{2} \frac{v}{v}\right] \text{sinc}\left(\frac{v\Delta f}{v}\right), \quad (1.57)$$

где  $K_0$  — коэффициент усиления.

Аппаратная функция регистрирующего устройства, которое как правило, является обычным инерционным звеном с постоянным временем  $\tau_p$ , будет иметь вид

$$h_p(\nu) = \frac{1}{\tau_p} \exp \left[ -\frac{x_p(\nu)}{v_p \tau_p} \right], \quad (1.58)$$

где  $x_p(\nu) = v_p t(\nu) = \frac{v_p}{\nu} \nu$  — координата спектральной развертки регистрирующего устройства;  $v_p$  — скорость записи спектра.

Полученные выражения (1.53), (1.56), (1.57) и (1.58) являются исходными при оптимизации параметров спектрофотометра по критерию  $F_\nu(\nu) \rightarrow L_\nu(\nu)$  (1.51). В настоящее время не существует общих методов решения этого уравнения.

Качественно эту проблему можно пояснить следующим образом. Систематические искажения регистрирующего спектра, связанные с аппаратной функцией монохроматора, могут существенно возрасти из-за неправильного выбора скорости сканирования. Эта погрешность зависит от отношения времени записи спектральной ширины линии к постоянной времени  $\tau$  приемно-регистрирующей системы в целом:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_\phi} + \frac{1}{\tau_p},$$

т. е. от величины  $\Delta\nu/\omega$ . Чем больше это отношение, тем меньше искажения, обусловленные инерционностью приемно-регистрирующей системы.

Помимо систематических искажений в измеренном спектре присутствуют случайные искажения, которые обусловлены электрическими шумами и кинематическими погрешностями. Величина регистрируемых шумов зависит от коэффициента усиления  $K_0$  и постоянной времени  $\tau$  в соответствии с отношением  $K_0/\sqrt{\tau}$ . При заданном  $\tau$  отношение сигнал/шум будет зависеть только от потока излучения, выходящего из монохроматора и падающего на приемник, т. е. будет пропорционально квадрату ширины щели. В общем случае отношение сигнал/шум будет увеличиваться с увеличением ширины щели или постоянной времени.

Таким образом, систематические погрешности при регистрации спектра зависят от ширины щелей  $s$  монохроматора (полуширины аппаратной функции), постоянной времени  $\tau$  и скорости сканирования  $v$ , а случайные погрешности — от  $s$  и  $\tau$ . Взаимосвязь случайных и систематических погрешностей проявляется в том, что при уменьшении ширины щелей  $s$  уменьшаются систематические искажения, обусловленные действием аппаратной функции монохроматора  $h_m$ , но увеличиваются случайные погрешности. Увеличение  $\tau$  (при постоянной  $v$ ) приводит к увеличению систематической погрешности, но при этом уменьшаются случайные (примерно в  $\sqrt{\tau}$  раз). Наличие такой взаимной связи между систематическими и случайными погрешностями не позволяет одновременно свести их к минимуму.

Поэтому необходим выбор оптимальных условий измерений, при которых была бы минимальной суммарная аппаратная погрешность.

Рассмотрим в качестве примера спектрофотометр СФ-39.

### Спектрофотометр СФ-39

Это двухлучевой автоматизированный спектральный прибор (рис. 1.32), предназначенный для измерения коэффициентов пропускания и оптической плотности твердых и жидких прозрачных веществ в спектральном диапазоне 190—750 нм.

Спектрофотометр СФ-39 обеспечивает индикацию измеренных величин на цифровом табло и регистрацию их на самопишущем приборе, а также обработку измеренных величин по специальным программам с помощью встроенной управляющей ЭВМ. Предусмотрена возможность регистрации результатов измерений (печать, перфоленга) на телетайпе.

В основу работы спектрофотометра положен принцип измерения отношения двух световых потоков, прошедших через исследуемый образец и образец сравнения. Монохроматическое излучение из выходной щели монохроматора попадает на зеркальное светоделительное устройство, которое попеременно направляет световой поток по двум каналам кюветного отделения. После прохождения образцов световые потоки направляются на чувствительную площадку фотоэлектрического приемника. Напряжение, поступающее с приемника, усиливается, преобразуется и подается на устройство, регистрирующее отношение двух напряжений.

Оптическая схема спектрофотометра показана на рис. 1.32. Свет от источника излучения 2 (2') эллиптическим конденсорным зеркалом 1 и плоскими отклоняющими зеркалами 3, 4 направляется через входную щель 5 в монохроматор, построенный по Z-образной схеме Эберта со сферическими зеркальными объективами. В спектрофото-

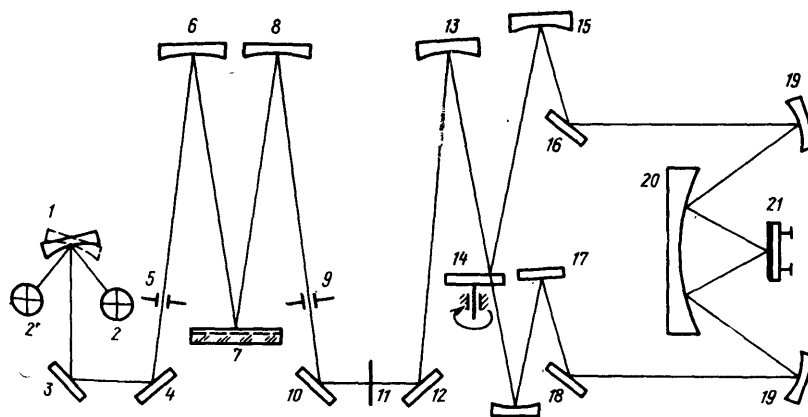


Рис. 1.32. Оптическая схема спектрофотометра СФ-39

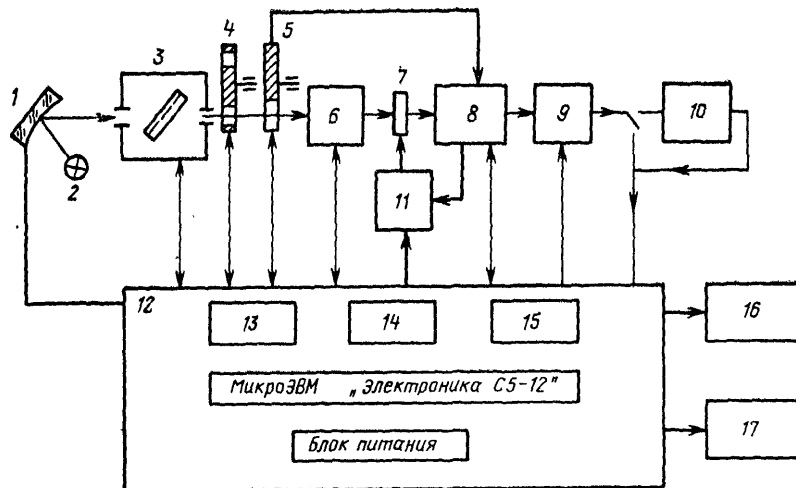


Рис. 1.33. Функциональная схема спектрофотометра СФ-39

метре использованы два источника излучения: дейтериевая лампа ДДС-30 (190—340 нм) и лампа накаливания ОП-33 (340—750 нм).

Световое излучение, пройдя входную щель 5, расположенную в фокальной плоскости объектива 6, параллельным пучком направляется на дифракционную решетку 7. Дифрагированный пучок, отразившись от второго зеркального объектива 8, фокусируется в плоскости выходной щели 9. Далее монохроматическое излучение, пройдя сменные светофильтры 11, плоскими 10 и 12 и сферическими 13 зеркалами направляется на светоделительное устройство 14, представляющее собой вращающийся с частотой 50 Гц прерыватель. Система плоских 16, 17, 18 и сферических 15 зеркал проецирует изображение выходной щели в середину кюветного отделения, а сферические зеркала 19 и цилиндрическое зеркало 20 проецируют зрачок системы на приемную площадку 21 ФЭУ.

Конструктивно спектрофотометр СФ-39 выполнен в виде отдельных блоков: монохроматора с осветителем, светоделителя, кюветного отделения, приемно-усилительного блока и вычислительной машины, расположенных на одном основании. Самопишущий прибор располагается вне спектрофотометра и соединяется с ним электрически.

Излучение от источника света 2 направляется конденсором 1 в монохроматор 3 и затем на сменные светофильтры 4 и модулятор 5 (рис. 1.33). Далее световые пучки образца и эталона, пройдя кюветное отделение, попадают на фотокатод ФЭУ-100 6, с анода 7 которого сигнал поступает в предварительный усилитель 8, осуществляющий преобразование тока в напряжение и электрическое разделение каналов синхронно с работой модулятора 5. В предварительном усилителе происходит потенциометрическая компенсация темнового тока ФЭУ. С выхода этого усилителя сигнал из канала образца в виде последовательности прямоугольных импульсов частотой 59 Гц поступает на вход активного электрического фильтра 9 низкой частоты

с переключаемой постоянной времени 0,016, 0,18 и 0,42 с. С выхода фильтра этот сигнал поступает в вычислительную машину 12 или на вход логарифматора 10, осуществляющего преобразование сигнала, пропорционального оптическому пропусканию, в напряжение, пропорциональное оптической плотности. Далее сигнал поступает в ЭВМ.

Вычислительная машина осуществляет управление узлами спектрофотометра, обработку измеренных значений пропускания и оптической плотности, управление внешними устройствами — телетайпом Т-63 16 и самописцем ЛКСЧ-003 17. В состав вычислительной машины входят: микроЭВМ «Электроника С5-12», блоки цифрового ввода-вывода 13, осуществляющие связь ЭВМ с узлами спектрофотометра, блоки управления 14 и аналого-цифровой преобразователь измеренных величин в цифровую форму для ввода в ЭВМ, а также цифроаналоговый преобразователь 15 выходных данных ЭВМ для управления работой самописца. Питание ФЭУ и предварительного усилителя осуществляется блоком 11.

## 9. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

### Общие сведения

Задачей качественного эмиссионного анализа является обнаружение элементов, входящих в состав исследуемого образца или исследуемой пробы. Качественный анализ характеризуется абсолютной чувствительностью, т. е. величиной, определяющей то наименьшее количество данного элемента в пробе, которое можно обнаружить спектральными методами. Чувствительность определения различна для разных элементов периодической системы Менделеева, в среднем она составляет  $10^5$ — $10^{-4}$  %.

Под количественным спектральным анализом подразумевается определение количественных соотношений элементов в изучаемой пробе. Эти соотношения обычно выражаются в процентах по отношению к общей массе пробы (сплава, порошка, минерала). Количественный анализ с помощью спектров испускания иногда называют спектрохимическим. Он отличается высокой чувствительностью и хорошей точностью. В среднем воспроизводимость спектрального анализа может быть оценена в 3—5 %.

В основе всех методов эмиссионного количественного спектрального анализа лежит эмпирическая зависимость интенсивности излучения данной спектральной линии  $I$  от количественного содержания элемента в исследуемой пробе (концентрации  $K$ ). Эта связь не является простой, так как она обусловлена длинной цепью физических явлений, происходящих на поверхности электродов и в облаке источника света.

Зависимость интенсивности излучения исследуемой линии от концентрации элемента в пробе в небольшом диапазоне концентрации компонентов в основном металле (10—15 %) может быть выражена соотношением

$$I = a K^b,$$



где  $a$  и  $b$  — коэффициенты, которые меняются при переходе от одного сорта сплава к другому, при изменении условий возбуждения спектра, при изменении характера и формы электродов и т. д.

Для определения концентрации примеси в сплаве строится аналитическая кривая (практически это прямая в логарифмическом масштабе), выражающая зависимость отношения интенсивностей пары сравнения ( $I_{\text{пр}}/I_{\text{осн}}$ ) от отношения их концентраций ( $K_{\text{пр}}/K_{\text{осн}}$ ) в соответствии с формулой

$$\lg \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{осн}}} = b \lg \frac{K_{\text{пр}}}{K_{\text{осн}}} + \lg a. \quad (1.59)$$

Эта формула является математическим выражением всех аналитических кривых, которые строятся при проведении количественного спектрального анализа. Аналитическую кривую строят по эталонным образцам с известным содержанием примеси, а затем, измерив отношение  $I_{\text{пр}}/I_{\text{осн}}$  в неизвестном образце, определяют концентрацию примеси в нем.

На этом принципе основана работа стилометров, которые отличаются от стилоскопов [9] наличием визуального фотометра для измерения относительных интенсивностей спектральных линий.

В настоящее время для количественного эмиссионного анализа широко применяют фотоэлектрические приборы: одноканальные (фотоэлектрические стилометры) и многоканальные (квантометры).

В отличие от визуальных приборов и приборов с фотографической регистрацией измерение в фотоэлектрических приборах производится фотоэлементами или ФЭУ. Фотоэлектрические приборы обладают рядом преимуществ перед фотографическим:

1) высокая скорость анализа; например, многоканальный прибор ДФС-36 позволяет определить концентрацию десяти элементов в пробе за 2—2,5 мин;

2) высокая воспроизводимость результатов (не хуже 0,2—0,6 %);

3) более высокая точность анализа при больших концентрациях.

Эти преимущества являются определяющими, когда требуется проводить большое число анализов с высокой точностью (например, в лаборатории крупного металлургического или машиностроительного завода), и оправдывают такие недостатки этих приборов (особенно квантометров), как высокая сложность конструкции, большие габаритные размеры, масса и стоимость.

Для приборов эмиссионного анализа уравнение (1.59), связывающее интенсивность линии с концентрацией, является основным. Мерой мгновенного значения интенсивности спектральных линий  $I_{\lambda}$  служит поток  $\Phi_{\lambda}$ , выделяемый щелью (или щелями) прибора:

$$\Phi_{\lambda} = I_{\lambda} (D/f)^2 s h \tau_{\lambda} = \eta_{\lambda} I_{\lambda},$$

где  $D/f$  — относительное отверстие прибора;  $s$  и  $h$  — соответственно ширина и высота входной щели;  $\tau_{\lambda}$  — коэффициент пропускания, характеризующий потери на оптических элементах;  $\eta_{\lambda}$  — коэффициент, пропорциональный светосиле прибора.

Мгновенное значение силы тока на выходе приемника излучения

$$i(t) = S_\lambda \Phi_\lambda = S_\lambda \eta_\lambda I_\lambda(t),$$

где  $S_\lambda$  — спектральная чувствительность приемника.

Поскольку мгновенное значение интенсивности  $I_\lambda$  является флуктуирующей величиной (вследствие нестабильности источника света, статистической природы излучения и др.) и тем более флуктуирует мгновенное значение фототока (добавляется еще нестабильность напряжения питания приемника, наводки и т. д.), то по мгновенному значению фототока  $i(t)$  нельзя судить о концентрации анализируемой пробы  $K_{ан}$ . Концентрацию  $K_{ан}$  можно определить по среднему за некоторый период времени  $T$  значению фототока  $\bar{i}(t)$ . Обычно в спектрометрах и квантометрах операция усреднения фототока производится с помощью накопительных (интегрирующих) конденсаторов, при этом  $T = 10 \div 60$  с (отметим, что усреднение интенсивности  $I_\lambda$  производится и при визуальной и при фотографической регистрации; в первом случае — глазом за время  $T \approx 0,1$  с, во втором — фотопластинкой за время экспозиции). Напряжение на накопительном конденсаторе пропорционально средним значениям фототока или интенсивности:

$$U = \frac{1}{C} \int_0^T i(t) dt = \frac{S_\lambda \eta_\lambda}{C} \int_0^T I_\lambda(t) dt = \frac{S_\lambda \eta_\lambda T \bar{I}_\lambda}{C}, \quad (1.60)$$

где  $C$  — емкость конденсатора;  $\bar{I}_\lambda$  — среднее значение интенсивности.

Из (1.60) следует, что

$$\bar{I}_{1\lambda} = \frac{CU}{S_\lambda \eta_\lambda T}, \quad \lg \frac{\bar{I}_{ан}}{\bar{I}_{ср}} = \lg \frac{U_{ан}}{U_{ср}} + (\text{const})',$$

откуда, используя (1.59), получим

$$b \lg \frac{K_{ан}}{K_{ср}} = \lg \frac{U_{ан}}{U_{ср}} + (\text{const}),$$

где  $b$  — постоянная.

В этих выражениях величины  $\bar{I}_{ан}$ ,  $U_{ан}$ ,  $K_{ан}$  относятся к каналу анализируемой линии, а  $\bar{I}_{ср}$ ,  $U_{ср}$ ,  $K_{ср}$  — к каналу сравнения. Логарифмирование отношения  $U_{ан}/U_{ср}$  обычно производится в существующих приборах методом определения времени разряда накопительного конденсатора  $C$  через постоянный резистор  $R$  от начального значения напряжения  $U_0$  до некоторого фиксированного значения  $U_1$ . Описанная методика обработки сигналов с приемников не является единственно возможной, операции вычисления  $\bar{i}(t)$  и логарифмирования могут производиться устройствами, работающими на иных принципах.

## Фотоэлектрические стилометры

Фотоэлектрические стилометры — двухканальные приборы для эмиссионного анализа с дуговым или искровым возбуждением спектра. В них производится последовательное измерение интенсивности линий различных элементов образца. Интенсивность аналитических линий определяемого элемента сравнивается с интегральной интенсивностью источника света, поступающего на приемник излучения из канала сравнения.

Фотоэлектрические стилометры представляют собой специализированные спектрометры, предназначенные для эмиссионного анализа, поэтому преобразование сигналов в них имеет те же особенности и описывается теми же зависимостями, что и в любом спектрометре (см. п. 8).

Рассмотрим в качестве примера схему и работу фотоэлектрического стилометра ФСПА (рис. 1.34), который предназначен для экспрессного анализа металлов и сплавов. Аналитические линии последовательно выводятся на выходную щель автоматической системой выведения. Монохроматор прибора построен по горизонтальной симметричной схеме Эберта. Свет от источника 1 (электрической дуги) осветительной системой 2, 3, 4, 9 направляется через входную щель 10 на сферическое зеркало 11, выполняющее роль объектива входного и выходного коллиматоров, и параллельным пучком заполняет дифракционную решетку 12. Далее излучение с помощью цилиндрической линзы 14 проецируется на чувствительную площадку приемника излучения 15. Дифрагированное излучение фокусируется в спектр в плоскости выходной щели 13. Аналитическая линия выводится на выходную щель 13 разворотом дифракционной решетки 12.

Осветительная система состоит из растрового конденсора 3, 4 и линзы 9, изготовленных из плавленого кварца, и кварцевой пластинки 2, защищающей поверхности линз от брызг раскаленного металла. Каждый растр конденсора состоит из линзы 3 с наклеенными на нее 24 маленькими линзочками 4.

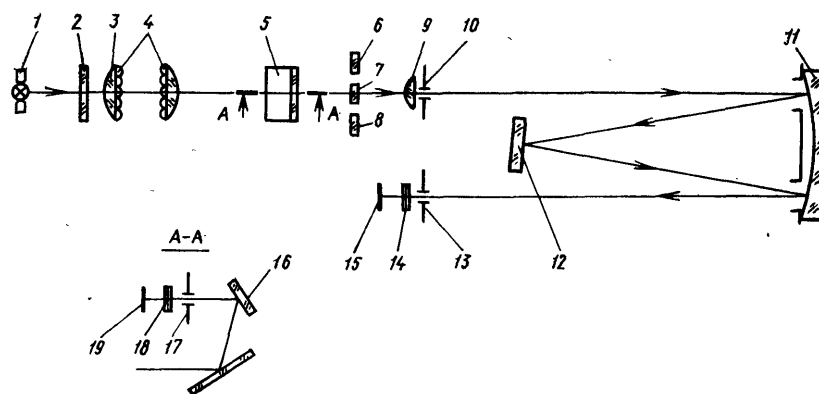


Рис. 1.34. Оптическая схема фотоэлектрического стилометра ФСПА

Разделение налагающихся спектров 1-го и 2-го порядков производится с помощью сменных фильтров 6, 7, 8.

Кварцевая светоделительная пластина 5 с помощью зеркала 16 направляет часть неразложенного света дуги в канал сравнения, состоящий из щели 17 и приемника 19 (ФЭУ-79).

В обоих каналах перед приемниками помещены светофильтры 18 из стекла ЖС-19.

Для обеспечения необходимой точности выведения аналитических линий на выходную щель монохроматора (шириной 0,006 мм) отсчет длин волн ведется от начальной длины волны, за которую принимается длина волны линии кадмия ( $\lambda = 346,6$  нм во 2-м порядке) вспомогательной ртутно-кадмиевой лампы СМРК-1. Положение этой линии относительно выходной щели 13 корректируется перед началом работы (выходная щель 13 перемещается специальным устройством до совмещения с  $\lambda_0$ ).

Длина волны аналитической линии  $\lambda$  автоматически выводится на выходную щель: величина  $\lambda$  связана линейным соотношением с перемещением каретки синусного механизма, вращающего решетку 12, а точное измерение перемещения каретки производится интерференционной измерительной системой, основу которой составляют две скрещенные прозрачные дифракционные решетки (на рисунке не показаны). Сигнал с интерференционной измерительной системы используется для формирования команды об окончании процесса выведения.

Для уменьшения влияния нестабильности источника измеряются усредненные (с помощью накопительных конденсаторов) интенсивности аналитических линий. Самописцем регистрируется относительная интенсивность линии, измеренная по отношению к интенсивности неразложенного света в канале сравнения.

Прибор обеспечивает анализ шести элементов за 3 мин (одна программа) при средней экспозиции на каждый элемент 20 с.

### Квантометры

Квантометры (многоканальные фотоэлектрические установки) предназначены для экспрессного и маркировочного спектрального анализа сталей и сплавов, а также для анализа масел на продукты изнашивания деталей двигателей. Квантометр является многоканальным спектрометром, поэтому общие закономерности преобразования сигналов в спектрометре, описанные в п. 8, справедливы и для квантометров с учетом особенностей, обусловленных наличием нескольких десятков каналов.

Существенным недостатком фотоэлектрических стилометров является малое количество информации, регистрируемое в единицу времени. В самом деле, фотопластинка одновременно регистрирует широкий участок спектра, а фотоэлектрический приемник — одну линию. Если считать, что и ширина выходной щели и предел линейного разрешения пластинки равны 0,01 мм, то при длине спектра 10 см его можно разбить на  $10^4$  интервалов, выделяемых щелью.

Это означает, что при одинаковой чувствительности фотоэлектрического приемника и фотопластины время сканирования спектра в  $10^4$  раз превышает выдержку при его фотографировании. В действительности из-за большей чувствительности фотокатода это отношение равно  $10^2$ — $10^3$  и, следовательно, в соответствующее число раз выше производительность спектрографа по сравнению со стилосметром (если не учитывать время, требуемое для обработки спектрограмм).

С другой стороны, высокая чувствительность фотоэлектрических приемников и очень малое время обработки данных являются существенным достоинством фотоэлектрической регистрации. Чтобы использовать преимущества обоих способов регистрации, на фокальной поверхности прибора размещают ряд выходных щелей, причем каждая из них соответствует одной аналитической линии. Все выходные щели могут перемещаться для установки на нужную длину волны, и каждая снабжена своим измерительным каналом. Часто, чтобы конструктивно обеспечить расположение большого числа фотомножителей, непосредственно за щелью устанавливают зеркало, которое направляет вышедший из нее пучок на соответствующий фотомножитель. В зависимости от особенностей построения схемы регистрации измеряется или непосредственно поток, прошедший через каждую щель, или отношение этих потоков к потоку, прошедшему через один определенный канал, называемый каналом сравнения (разумеется, речь идет о средних значениях потоков, см. выше). Схемы квантометров возникли в результате достаточно длительного развития приборов этого класса под влиянием аналитических потребностей производства и особенности развития элементной базы спектральной аппаратуры и вычислительной техники. С позиций современной теории спектральных приборов многоканальность квантометров обеспечивает еще одно их преимущество, связанное с выигрышем Фелжета (см. параграф 10): на практике оно эквивалентно выигрышу в светосиле, а также при необходимости позволяет повысить экспрессность анализа.

В качестве примера рассмотрим принцип действия квантометра ДФС-41. Он предназначен для экспрессного и маркировочного анализа сталей и чугунов и обеспечивает одновременное определение в пробе процентного содержания до 24 элементов, включая серу, фосфор, углерод и мышьяк. В состав ДФС-41 входят вакуумный полихроматор, электронно-регистрирующее устройство, источник возбуждения спектра, стенд очистки и сушки аргона (аргоном продувается разрядная камера), цифровой вольтметр, феррорезонансный стабилизатор.

Функциональная схема прибора представлена на рис. 1.35. Полихроматор с вогнутой дифракционной решеткой построен по схеме Пашена—Рунге: входная щель, дифракционная решетка и выходные щели расположены на так называемой окружности Роуланда [9].

Поскольку излучение значительной части аналитических линий может интенсивно поглощаться воздухом, то внутренний объем

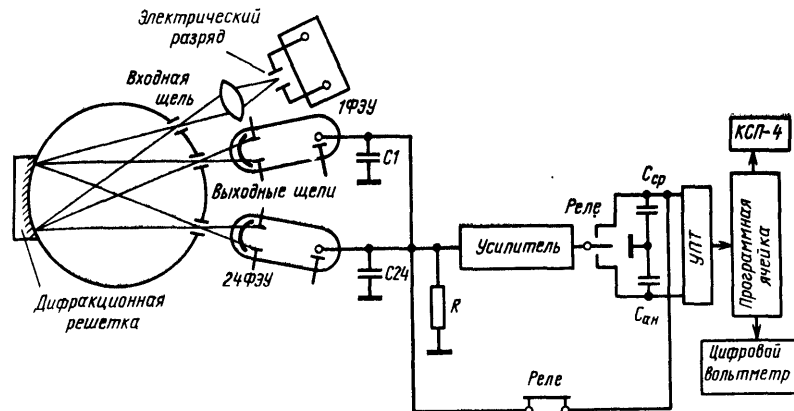


Рис. 1.35. Схема квантометра ДФС-41

полихроматора вакуумируется до давления 1—5 Па, а разрядный промежуток и линза конденсора обдуваются аргоном.

Линии выделяются из спектра с помощью выходных щелей (их 24), анализ всех выбранных элементов для каждого элемента длин волн одновременно проецируются на фотокатоды соответствующих ФЭУ. Электронно-регистрирующее устройство обеспечивает усреднение фототоков по каждому каналу с помощью накопительных конденсаторов C1-C24 и преобразование их в сигналы, пропорциональные абсолютной интенсивности линий или логарифмам интенсивностей, т. е. работает в двух режимах — линейном и логарифмическом.

Резистор R и конденсаторы Ccp и Can служат для логарифмирования отношения напряжений на накопительных конденсаторах измерительного канала и канала сравнения.

Прибор должен быть предварительно градуирован по стандартным образцам с известным химическим составом, при этом зависимость показаний выходного прибора от известных концентраций элемента или от логарифмов концентраций выражается в виде градуировочного графика или таблицы. Затем в тех же условиях, при которых был получен градуировочный график (или таблицы), берут отсчеты, пропорциональные абсолютной или относительной интенсивности линий образца или логарифмам их, и по градуировочному графику (таблицам) определяют процентное содержание анализируемого элемента. При наличии прямолинейных градуировочных графиков выходные данные по самопишущему потенциометру КСП-4 (в логарифмическом режиме) или цифровому вольтметру (в линейном режиме) могут быть получены непосредственно в процентах концентрации анализируемого элемента. Это обеспечивается специальными программными ячейками, встроенными в каждый канал.

Квантометр может быть настроен на анализ четырех типов сплавов (четыре программы). Полное время анализа складывается из времени предварительного обжига электродов (задается реле времени), экс-

позиции (задается реле времени или определяется временем накопления до заданного уровня заряда на интегрирующем конденсаторе в канале сравнения) и времени обработки информации.

Последовательность переключений при получении отсчетов обеспечивается схемой автоматики, последовательность опроса каналов задается оператором или осуществляется автоматически по программе.

Широко распространенные серийные отечественные квантометры МФС-4, ДФС-10М, ДФС-31, ДФС-36, ДФС-40, МФС-6, МФС-8 предназначены для экспрессного и маркировочного анализов металлов и сплавов, а МФС-3, МФС-5 — для анализа масел на продукты изнашивания деталей двигателей.

#### 10. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ И РАСТРОВЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

Классические спектральные приборы, для выделения узких линий в которых применяются щелевые диафрагмы, обладают общим недостатком: увеличение разрешающей способности (сужение щелей) приводит к уменьшению регистрируемой спектральной плотности потока излучения. Такая зависимость характерна для схем щелевых приборов, в которых ширина аппаратной функции связана с выходящим из спектрометра потоком. В ряде же случаев требуется высокое разрешение очень слабых спектральных линий.

Решать такие задачи можно, используя приборы, действие которых основано на интерференционно-модуляционных методах получения спектрограмм. К их числу относятся: интерференционный спектрометр с селекцией по амплитуде модуляции (СИСАМ), фурье-спектрометр. Эти приборы отличаются значительно большей светосилой по сравнению со щелевыми спектрометрами, так как вместо узкой входной щели в них используется достаточно широкая входная диафрагма. Кроме того, применяя вместо одной входной и одной выходной щелей растр (множество щелей разной конфигурации), можно во много раз увеличить поступающий в прибор поток световой энергии. Так появились растровые приборы.

Возможности улучшения характеристик спектральных приборов были выявлены при анализе методов получения информации о спектрах. Спектральный прибор тем или иным способом разделяет исследуемое излучение на монохроматические составляющие и измеряет интенсивность этих составляющих. Взаимодействие монохроматического излучения с диспергирующими системами зависит от длины волны. Именно это составляет основу спектрального анализа. В современных спектральных приборах наряду с классическими методами (дисперсия в материале призмы и дифракция на периодических структурах) применяются интерференционные методы получения спектральной информации, например при анализе с помощью интерферометра Фабри—Перо.

Дальнейшее развитие интерференционный метод нашел в СИСАМе и фурье-спектрометре. Здесь используется зависимость ширины ин-

терференционных полос от длины волны излучения. При сканировании интерференционной картины в плоскости анализа каждой длине волны будет соответствовать своя периодическая структура (рис. 1.36). Дальнейший анализ связан с расшифровкой этой периодической структуры. Например, при сканировании полученной картины приемником излучения (движение приемника поперек интерференционных полос) каж-

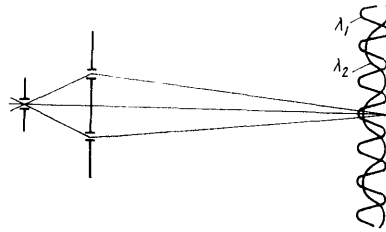


Рис. 1.36. Интерференционный принцип спектральной селекции

дая пространственная структура будет засвечивать его с определенной частотой, т. е. будет осуществляться частотная модуляция спектра (фурье-спектрометр). Кроме того, использование дифракционных решеток в интерферометре позволяет уменьшить контраст интерференционной картины для всех длин волн, кроме одной, а ее обнаружить методом селекции по амплитуде модуляции (СИСАМ). В растровых спектрометрах вместо входной и выходной щелей устанавливают растры. Их подбирают так, чтобы аппаратная функция спектрометра была не шире, чем со щелевыми диафрагмами; при этом светосила такого прибора, как правило, на два порядка выше классического. Необходимо иметь в виду, что преимущество этих приборов значительно в той спектральной области, где собственные шумы приемников превосходят фотонный шум излучения. Так, в инфракрасной области спектра применяют фотоэлектрические и тепловые приемники, которые имеют значительные собственные шумы по сравнению с фотонным шумом излучения. В видимой же области для ФЭУ основным шумом является фотонный. Поэтому с увеличением используемого потока и пропорциональным увеличением фотонных шумов выигрыш в энергетических характеристиках здесь не столь заметен, как в инфракрасной области.

В некоторых приборах, таких, как фурье-спектрометры или спектрометры с преобразованием Адамара, регистрируется одновременно весь исследуемый спектральный диапазон подобно spectroграфическому методу регистрации. Это дает значительное увеличение информационной емкости прибора, что равносильно увеличению отношения сигнал/шум. Выигрыш в отношении сигнал/шум проявляется только в тех областях спектра, в которых преобладают собственные шумы приемника. В видимой области, где превалирует фотонный шум излучения, этот выигрыш отсутствует.

### **Интерференционный спектрометр с селекцией по амплитуде модуляции (СИСАМ)**

Прибор построен на базе интерферометра Майкельсона [19]. Рассмотрим процесс преобразования спектра излучения в пространственное распределение освещенности в плоскости анализа. На рис. 1.37 представлена схема интерферометра. Исследуемый



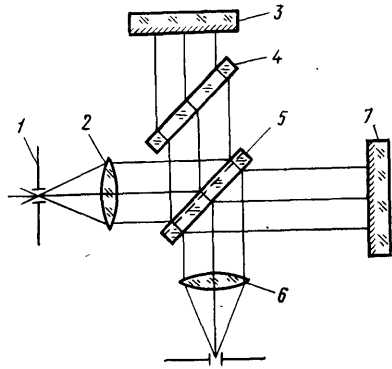


Рис. 1.37. Интерферометр Майкельсона

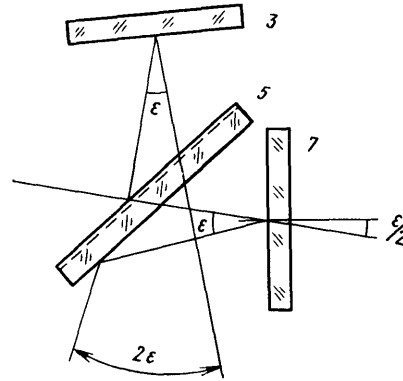


Рис. 1.38. К расчету пространственной частоты интерференционных полос

световой поток проходит через круглую входную диафрагму 1, коллиматорный объектив 2 и падает на полупрозрачное зеркало 5, на котором делится на два пучка. После отражения от плоских зеркал 3 и 7 пучки вновь соединяются и образуют после объектива 6 интерференционную картину, структура которой зависит от взаимного расположения зеркал, разности хода двух интерференционных пучков, длины волны излучения. Например, при монохроматическом освещении и при перпендикулярном падении пучков на плоские зеркала 3 и 7 интерференционная картина представляет собой систему колец с синусоидальным распределением интенсивности вдоль радиуса, максимумы и минимумы картины соответствуют разностям хода, равным четному и нечетному числу полуволн. При наклонном положении зеркал 3 и 7 картина представляет собой чередование темных и светлых полос.

Если разность хода  $\Delta$  изменять со скоростью  $v$  (например, покачивая плоскопараллельную пластинку 4 или перемещая одно из зеркал со скоростью  $0,5v$ ), т. е.  $\Delta = vt$ , где  $t$  — время сканирования, то монохроматический поток, выходящий из интерферометра (пучки нормальны зеркалам 3 и 7), изменяется по закону

$$\Phi'_\lambda = \Phi_0 \left( 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right) = \Phi_0 \left( 1 + \cos 2\pi \frac{v}{\lambda} t \right), \quad (1.61)$$

где  $\Phi_0$  — интегральный поток, поступающий на вход интерферометра.

В этом случае поток модулирован с частотой  $f = v/\lambda$ . Если зеркала 3 и 7 повернуть вокруг осей, расположенных в их плоскости, на угол  $\varepsilon/2$  (рис. 1.38), то отраженные от них лучи отклоняются на угол  $\varepsilon$  и после полупрозрачного зеркала 5 проинтерферируют друг с другом под углом  $2\varepsilon$ . При этом на зеркалах образуются интерференционные полосы, параллельные оси вращения и отстоящие друг от друга на расстояние  $b = \lambda/2\varepsilon$ .

Для получения аппаратной функции СИСАМа рассмотрим распределение освещенности на выходной диафрагме для длины

волны  $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ . Это распределение в пространстве и во времени будет аналогично (1.61) описываться функцией

$$E_\lambda = E_{0\lambda} \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} vt + \frac{2\pi}{b} x \right) \right], \quad (1.62)$$

где  $x$  — координата в направлении, перпендикулярном интерференционным полосам в плоскости выходного зрачка.

Через выходную диафрагму пройдет поток

$$\Phi_\lambda = a E_{0\lambda} \int_0^{a \cos \varepsilon/2} \left[ 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left( 2vt + \frac{2k\Delta\lambda}{d \cos \alpha/2} x \right) \right] dx, \quad (1.63)$$

где  $a$  — радиус пучка в ветвях интерферометра;  $v$  — удвоенная скорость перемещения решетки;  $k$  — рабочий порядок решетки;  $d$  — постоянная решеток;  $\alpha$  — угол падения лучей на решетку ( $\alpha = \varepsilon$ ).

После интегрирования получим

$$\Phi_\lambda = E_{0\lambda} a^2 \cos \varepsilon/2 \left[ 1 + \frac{\sin \frac{2\pi k a \Delta\lambda}{\lambda d}}{\frac{2\pi k a \Delta\lambda}{\lambda d}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left( 2vt + \frac{k\Delta\lambda a}{d} \right) \right]. \quad (1.64)$$

Формулу (1.64) можно переписать в виде

$$\Phi_\lambda = \Phi_{0\lambda} \left[ 1 + p \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left( 2vt + \frac{k\Delta\lambda a}{d} \right) \right],$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{0\lambda} &= E_{0\lambda} a^2 \cos \varepsilon/2; \\ p &= \text{sinc} (2ak \Delta\lambda/d\lambda) \end{aligned} \quad (1.65)$$

глубина модуляции выходного потока  $P_\lambda$ .

Таким образом, если зеркала интерферометра перпендикулярны падающим пучкам, глубина модуляции выходного потока максимальна ( $p = 1$ ), если же зеркала наклонены, то  $p < 1$ .

Это и составляет принцип действия СИСАМа. В отличие от интерферометра Майкельсона в СИСАМе плоские зеркала заменены двумя идентичными диспергирующими системами, в качестве которых могут использоваться дифракционные решетки, призмы с отражающими поверхностями и их комбинации. Принципиальная схема устройства дана на рис. 1.39. Решетки  $P_1$  и  $P_2$  повернуты на некоторый угол  $\varepsilon$  относительно осей падающих

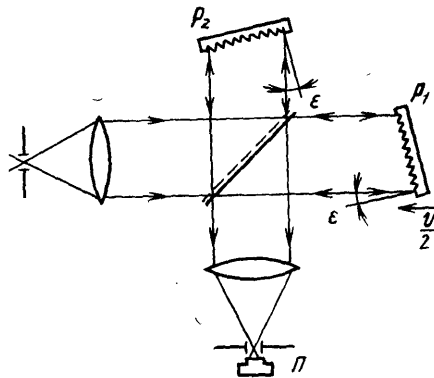


Рис. 1.39. Принципиальная схема СИСАМа

пучков. В этом случае вдоль пучков будут направлены лучи с длиной волны  $\lambda_\epsilon$ , удовлетворяющие условию автоколлимации ( $\alpha = \beta = \epsilon$ ).

$$\lambda_\epsilon = \frac{2d \sin \beta}{k}, \quad (1.66)$$

где  $d$  — постоянная решетки;  $k$  — порядок спектра.

Пусть одна из решеток движется в направлении осевого луча интерферометра со скоростью  $0,5v$ . Тогда разность хода  $\Delta$  между двумя интерферирующими пучками будет меняться по закону  $\Delta = 2 \frac{v}{2} t = vt$ . При этом поток, попадающий на приемник  $\Pi$ , будет модулирован с частотой  $f = v/\lambda_\epsilon$  и глубиной модуляции  $p = (\Phi_{\lambda \max} - \Phi_{\lambda \min})/(\Phi_{\lambda \max} + \Phi_{\lambda \min}) = 1$ .

Для других длин волн  $\lambda \neq \lambda_\epsilon$  условие автоколлимации не выполняется. Дифрагированные пучки будут повернуты по отношению к оси на угол

$$\epsilon_\lambda = \frac{k}{d \cos \beta} (\lambda - \lambda_\epsilon),$$

где  $k/(d \cos \beta)$  — угловая дисперсия решетки.

Согласно (1.63) и (1.64) спектральный поток с этой длиной волны будет промодулирован с той же частотой  $f$ , но с меньшей глубиной модуляции

$$p_\lambda = 2p\epsilon_\lambda \delta/\lambda,$$

где  $\delta$  — характерный размер чувствительной площадки приемника  $\Pi$ . Глубина модуляции  $p_\lambda$  очень быстро уменьшается с увеличением отклонения от основной длины волны  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ . При этом амплитудной модуляции подвергнута только узкая полоса длин волн вблизи  $\lambda_0$ .

Последовательная регистрация спектра осуществляется настройкой решеток на автоколлимацию разных длин волн путем разворота обеих решеток на одинаковые углы.

Поскольку полезную информацию о спектре излучения несет глубина модуляции  $p_\lambda$ , то аппаратная функция СИСАМа определяется выражением (1.65).

Если учесть, что  $\frac{2\beta\lambda}{\lambda} a = \frac{a}{b} = n_\lambda$  — число интерференционных полос, соответствующих излучению длины волны  $\lambda$  и уместающихся на чувствительной площадке приемника, то формулу (1.65) можно переписать в виде

$$A(\lambda) = p_\lambda = \text{sinc}(n_\lambda),$$

где  $A(\lambda)$  — аппаратная функция СИСАМа.

Для определения разрешающей способности СИСАМа воспользуемся критерием Рэлея, приняв предел разрешения  $\delta\lambda$  равным полуширине аппаратной функции:

$$A(\lambda_m) = \text{sinc } n_\lambda = 0,5. \quad (1.67)$$

Решая (1.67), находим приближенно

$$\pi n_\lambda = \frac{3}{5} \pi \text{ или } n_\lambda = 3/5 = 0,6.$$

Учитывая, что  $n_\lambda = 2\beta_\lambda a/\lambda$ , находим

$$\delta n_\lambda = 2\beta_\lambda a \delta\lambda/\lambda^2.$$

Тогда разрешающая способность СИСАМа

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\beta_\lambda a}{\delta n_\lambda \lambda}.$$

Для небольших углов  $\beta_\lambda = \varepsilon_\lambda$  из формулы (1.66) находим

$$\beta_\lambda = \frac{k\lambda}{2d}.$$

Отсюда  $r = \frac{ka}{dn_\lambda}$ ,

где  $a/2d = N$  — общее число штрихов решетки.

Окончательно получаем

$$r = 1,67kN,$$

т. е. разрешающая способность СИСАМа примерно в 1,5 раза выше, чем у щелевого спектрометра с такой же решеткой.

Преимущество СИСАМа перед щелевым спектрометром с решеткой проявляется главным образом в том, что допустимые угловые размеры выходной диафрагмы во много раз больше угловых размеров выходной щели спектрометра с такой же дифракционной решеткой, обеспечивающей ту же разрешающую способность. Отсюда в соответствующее число раз увеличивается и светосила СИСАМа по сравнению с классическим прибором.

### Фурье-спектрометр

В большинстве спектральных приборов в каждый момент времени регистрируется лишь один узкий спектральный интервал, а информация об остальных участках спектра теряется. В фурье-спектрометре [19] весь спектр регистрируется одновременно. Большинство существующих фурье-спектрометров построено на базе двухлучевого интерферометра Майкельсона (см. рис. 1.37), хотя принципиально он может быть построен по схеме любого двухлучевого интерферометра.

Пусть входное отверстие интерферометра освещается монохроматическим излучением частоты  $\nu_0$  со спектральной плотностью яркости  $L_\nu(\nu) = L_{\nu_0} k_\nu \delta(\nu - \nu_0)$ , где  $k_\nu = [\nu]$  — единица размерности  $\nu$ , и одно из зеркал перемещается со скоростью  $0,5v$  так, что разность хода  $\Delta$  в двух плечах интерферометра меняется по закону:

$$\Delta = vt.$$

Спектральную плотность освещенности в выходной плоскости интерферометра можно определить из выражения (1.62):

$$E_\nu(\Delta) = 0,5E_{\nu_0} [1 + \cos(2\pi\nu_0\Delta)], \quad (1.68)$$

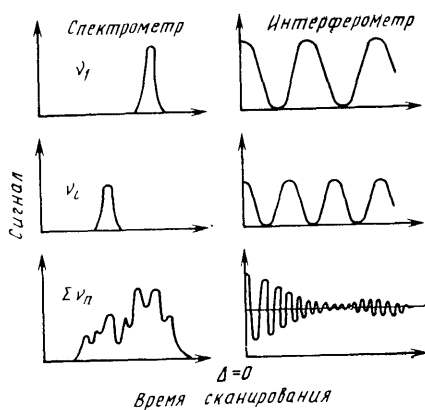


Рис. 1.40. Сравнение сигналов, получаемых с помощью спектрометра и интерферометра

ная модуляция. Суммарный переменный поток на выходе монохроматора с точностью до постоянного множителя  $C_1$ , учитывающего его геометрический фактор, равен суперпозиции отдельных составляющих и в пределе определяется выражением

$$\Phi(\Delta) = C_1 \int_0^{\infty} L_\nu(\nu) \cos(2\pi\nu t) d\nu, \quad (1.69)$$

т. е. интегралом Фурье по косинусам от спектральной плотности яркости источника излучения  $L_\nu$ .

Следовательно, в фурье-спектрометре измеряется не функция  $L_\nu$ , характеризующая спектральное распределение исследуемого излучения, как в щелевых приборах, а ее фурье-преобразование. Принцип действия фурье-спектрометра в сравнении с работой обычного сканирующего спектрометра графически иллюстрируется рис. 1.40.

В спектрометре (слева) измеряется интенсивность отдельных длин волн последовательно во времени. Сумма вкладов от всех длин волн, показанная внизу, непосредственно образует спектр. В интерферометре (справа) каждой длине волны соответствует несущая модуляционная частота с определенной амплитудой. Сумма колебаний, соответствующая всем длинам волн, дает интерферограмму, не являющуюся непосредственным представлением спектра, хотя она связана с ним однозначно интегральным соотношением (1.69). Интерферограмма симметрична относительно основного максимума, соответствующего нулевой разности хода  $\Delta = 0$ .

Чтобы найти истинный спектр по измеренной интерферограмме, необходимо применить к ней метод гармонического анализа, т. е. разложить ее на частотные компоненты. Математически эта опера-

где  $E_{\nu_0} = \pi A^2 L_{\nu_0}$  — максимальная освещенность интерференционной картины;  $\tau$  — пропускание оптической системы фурье-спектрометра;  $A$  — коэффициент, характеризующий светосилу спектрометра.

Выражение (1.68) описывает периодическое изменение спектральной плотности освещенности  $E_\nu$  в зависимости от времени  $t$  с частотой  $f = \nu_0 \nu$ . При освещении входной диафрагмы светом сплошного спектрального состава каждому волновому числу  $\nu$  соответствует определенная частота  $f(\nu)$  переменной части выходящего потока, т. е. происходит частот-

ция запишется в виде обратного преобразования Фурье. С точностью до постоянного множителя  $C_2$

$$L_\nu(\nu) = 2C_2 \int_0^{\infty} \Phi(\Delta) \cos(2\nu\Delta) d\Delta. \quad (1.70)$$

Вследствие четности функции  $\Phi(\Delta)$  достаточно знать ее ход лишь при положительных значениях  $\Delta$ , хотя разность хода работающего интерферометра может изменяться от нуля в обе стороны.

Таким образом, информация об отдельных участках спектра в отличие от сканирующих щелевых спектрометров в фурье-спектрометрах получается в два этапа. Вначале при изменении разности хода записывается интерферограмма, являющаяся суперпозицией гармонических составляющих (1.70), временные частоты которых однозначно связаны с волновыми числами спектральных линий, а амплитуды — с интенсивностью этих линий. Второй этап состоит в расшифровке интерферограммы с использованием ЭВМ. В том случае, если не требуется высокого разрешения, а число спектральных интервалов невелико, применяют аналоговую обработку интерферограммы. Эта обработка заключается в пропускании сигнала с приемника излучения через ряд узкополосных усилителей, каждый из которых регистрирует только излучение, модулированное на определенной частоте.

#### **Аппаратная функция, разрешающая способность и светосила**

Так же, как и для классических приборов, связь истинного значения спектрального распределения энергии в источнике с измеренным можно выразить в фурье-спектрометре через интегральное выражение свертки (1.14) с использованием понятия аппаратной функции  $A(\nu)$ , определяющей вносимые спектральным прибором искажения.

Так как в фурье-спектрометре регистрируется фурье-образ спектрального распределения, то для первого этапа измерений необходимо воспользоваться не выражением (1.16), а его фурье-преобразованием от обеих частей (1.13), что в принятых выше обозначениях дает произведение фурье-образов соответствующих величин:

$$\Phi'(\Delta) = \Phi(\Delta) \tilde{A}(\Delta). \quad (1.71)$$

Таким образом, для учета искажающего действия фурье-спектрометра необходимо величину  $\Phi(\Delta)$ , описывающую вид истинной интерферограммы, в выражении (1.71) домножить на фурье-преобразование  $\tilde{A}$  аппаратной функции. Вид  $\tilde{A}$  можно легко определить следующим образом. Согласно выражению (1.70) для определения истинного распределения энергии в спектре  $L_\nu$  необходимо знать функцию  $\Phi(\Delta)$  для всех значений разности хода от 0 до  $\infty$ . Фактически же  $\Delta$  изменяется в определенных пределах от 0 до  $\Delta_{\max}$ , т. е.

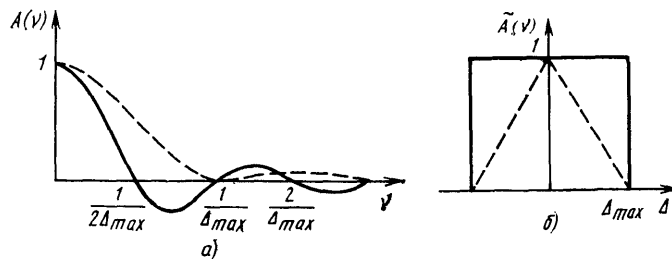


Рис. 1.41. Спектральные контуры:

*a* — аппаратной функции; *b* — ее фурье-преобразования без аподизации (сплошная линия) и с аподизацией (штриховая линия)

вместо функции  $\Phi(\Delta)$  известна только ее ограниченная часть в пределах разности хода от 0 до  $\Delta_{\max}$ . Принимая во внимание выражения (1.70) и (1.11), можно заключить, что фурье-преобразование аппаратной функции  $\tilde{A}(\Delta)$  имеет вид функции  $\text{rect}(2\Delta)$  (рис. 1.41). Для определения аппаратной функции  $A(\nu)$  необходимо взять обратное преобразование Фурье от  $\tilde{A}(\Delta)$ :

$$A(\nu) = \text{sinc}(2\nu\Delta_{\max}). \quad (1.72)$$

Исследование функции вида (1.72) показывает, что минимум у кривой суммарной интенсивности при регистрации двух монохроматических линий появляется, когда расстояние между их максимумами равно  $\delta\nu \approx 0,7/\Delta_{\max}$ , т. е. разрешающая способность фурье-спектрометра

$$r = \nu/\delta\nu = 1,4\Delta_{\max}\nu. \quad (1.73)$$

Таким образом, разрешающая способность фурье-спектрометра определяется максимальной разностью хода, а спектральный предел разрешения пропорционален обратной величине максимальной разности хода. В уникальных приборах величина  $\nu_{\max}$  достигает 100—200 см, что для области вблизи  $\nu = 1000 \text{ см}^{-1}$  дает  $\delta\nu \approx 3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . Эта величина намного превосходит предел разрешения классических дифракционных спектрометров для указанной области спектра.

Наличие у аппаратной функции побочных медленно убывающих максимумов сильно мешает различению слабых спектральных линий вблизи сильных, затрудняя тем самым исследование сложных спектров. Этот недостаток можно устранить путем операции аподизации, заключающейся в уменьшении интенсивности побочных максимумов тем или иным способом. Например, если иметь фурье-образ аппаратной функции в виде треугольника (см. рис. 1.41), то аппаратная функция принимает вид

$$A(\nu) = \text{sinc}^2(\nu\Delta_{\max}).$$

На рис. 1.41 видно, что для новой аппаратной функции интенсивность первого побочного максимума снизилась по сравнению с интенсивностью такого же максимума исходной аппаратной функ-

ции примерно в 5 раз, и это ослабление еще больше для побочных максимумов более высоких порядков.

На практике существует несколько способов аподизации аппаратной функции (1.72):

цифровая аподизация, соответствующая домножению измеренной функции  $\Phi'(\Delta)$  на величину:

$$k = 1 - \Delta/\Delta_{\max}; \quad (1.74)$$

апертурная аподизация, соответствующая введению последовательного апертурного ограничения световой поверхности дифракционной решетки в виде ромба, как в СИСАМах;

электрическая аподизация, заключающаяся в уменьшении коэффициента усиления усилителя по закону (1.74).

Необходимо заметить, что во всех случаях применения аподизации происходит небольшая потеря в разрешающей способности: при  $\delta\nu = \Delta_{\max}^{-1} r = \nu/\delta\nu = \nu\Delta_{\max}$ , т. е. разрешающая способность падает примерно в 1,4 раза [см. формулу (1.73)].

Экспериментально аппаратная функция фурье-спектрометра определяется регистрацией огибающей интерферограммы с последующим расчетом ее фурье-образа при подаче на вход интерферометра монохроматического потока.

Светосила фурье-спектрометра, как и СИСАМа, определяется допустимым угловым размером входной диафрагмы  $\omega$ , видимой из центра объектива, при которой не происходит заметного снижения разрешающей способности. Оптимальный угловой размер обычно находится из условия получения одного интерференционного кольца равного наклона при максимальной разности хода  $\Delta_{\max}$ :

$$\omega = 2\pi/r. \quad (1.75)$$

Как правило, площадь диафрагмы, вычисляемая в соответствии с выражением (1.75), превосходит площадь спектральной щели классического прибора на два порядка, что свидетельствует о высокой светосиле фурье-спектрометров.

Таким образом, к числу основных достоинств фурье-спектрометра можно отнести одновременное измерение всего исследуемого диапазона спектра при высокой светосиле и разрешающей способности. Эти преимущества проявляются в первую очередь в инфракрасной области спектра, где шумы большинства приемников излучения не зависят от величины падающего потока излучения. В видимой области спектра для фотонных приемников выигрыш в одновременном измерении всего спектрального диапазона частично теряется за счет возрастания шумов приемника.

Благодаря высокой светосиле фурье-спектрометры целесообразно использовать для исследования слабых спектров удаленных объектов и различных атмосферных явлений. Их применяют, когда необходимы приборы с малыми габаритными размерами при исследовании спектров со средним разрешением в течение короткого времени (например, в космических исследованиях).



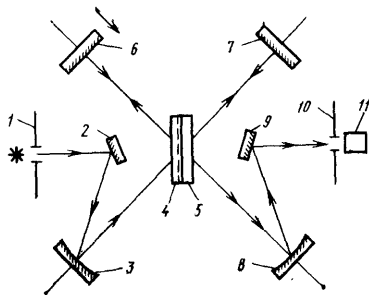


Рис. 1.42. Оптическая схема интерферометра ИТ-69

После отражения от подвижного зеркала 6 и неподвижного зеркала 7 пучок фокусируется параболическим 8 и плоским 9 зеркалами на выходную диафрагму 10 с приемником 11. Спектральная область работы прибора 0,8—2 мкм. Спектральное разрешение  $0,1 \text{ см}^{-1}$ .

### Растровый спектрометр

Согласно общему уравнению спектрального прибора (1.18) аппаратная функция монохроматора определяется выражением

$$A_M(\nu) = h_1(\nu) \otimes h_2(\nu) \otimes h_D(\nu),$$

где  $h_1$  — пространственно-спектральное кодирование распределения освещенности в изображении входной щели, получаемое в выходной плоскости монохроматора (плоскости выходной щели);  $h_2$  — пространственно-спектральное кодирование распределения пропускания выходной щели;  $h_D$  — аппаратная функция диспергирующего элемента.

Общее требование к спектральному прибору заключается в том, чтобы его аппаратная функция была как можно ближе к  $\delta$ -функции:

$$A(\nu) \approx \delta(\nu - \nu_0).$$

Узкие входные и выходные щели дают соответствующие распределения

$$h_1 \approx \delta(\nu - \nu_0), \quad h_2 \approx \delta(\nu - \nu_0),$$

так что

$$h_1 \otimes h_2 = \delta(\nu - \nu_0). \quad (1.76)$$

Однако уравнению (1.76) удовлетворяют не только  $\delta$ -функции, но и некоторые другие функции, например функции Френеля:

$$h_1 = h_2 = \exp [j(\nu - \nu_0)^2].$$

Подобные нетривиальные решения функционального уравнения (1.76) определяют форму растров, устанавливаемых в спектральном приборе для получения достаточно узкой аппаратной функции и большей светосилы по сравнению с классической схемой спектрального прибора.

Оптическая схема растрового спектрометра [19] отличается от классической тем, что входная щель заменена набором большого числа отверстий, расположенных либо беспорядочно (растр хаотического типа), либо по определенному закону (упорядоченный растр). В фокальной плоскости фокусирующего объектива получается совокупность монохроматических изображений входного раstra и с одним из них совмещается выходной растр, являющийся точной копией этого изображения. Поток излучения, проходящий через отверстия выходного раstra, максимален для излучения одной длины волны  $\lambda_0$ , на которую «настроен» прибор. По мере увеличения смещения  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$  пропускание раstra уменьшается, приближаясь к некоторой средней величине, определяемой отношением площадей прозрачных и непрозрачных частей раstra.

Жи́рар предложил гиперболический растр с пропусканием

$$\tau(x, y) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{sign} \left( \frac{4\pi xy}{sh} \right) \right), & |x| \leq \frac{h}{2}, \quad |y| \leq \frac{B}{2}; \\ 0, & |x| > \frac{h}{2}, \quad |y| > \frac{B}{2}, \end{cases} \quad (1.77)$$

где  $s$  — период раstra вдоль линии  $x = \pm h/2$ ;  $B, h$  — ширина и высота раstra.

Обозначим  $4\pi xy/sh = u$ . Тогда функция знака

$$\operatorname{sign} u = \frac{1}{2} (1 + u/|u|).$$

Если прибор освещается монохроматическим излучением и настроен так, что изображение входного раstra смещено относительно идентичного этому изображению выходного раstra на расстояние  $y'$  в направлении дисперсии, то поток через каждый элемент раstra пропорционален величине  $\tau(y - y', x) \tau(y, x)$ . Тогда аппаратная функция, определяемая как изменение монохроматического потока на выходе прибора при перемещении изображения входного раstra по выходному в направлении оси  $y$ , определяется выражением

$$A(y) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} \tau(y - y', x) \tau(y, x) dy'. \quad (1.78)$$

После подстановки (1.77) в (1.78) с некоторыми приближениями можно получить

$$A(y) = P(y) + Q(y) = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{|y|}{B} \right) + \frac{1}{2} \operatorname{sinc}(2y/s).$$

То, что аппаратная функция растрового спектрометра определяется суммой двух функций, можно объяснить следующим образом.  $P(y)$  определяется только внешним контуром раstra и означает форму сигнала, который регистрировал бы приемник при замене растров простыми диафрагмами с тем же контуром. Если этот контур — прямоугольник шириной  $B$ , то графиком является треугольник с основанием  $2B$ :

$$P(y) = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{|y|}{B} \right); \quad |y| \leq B.$$

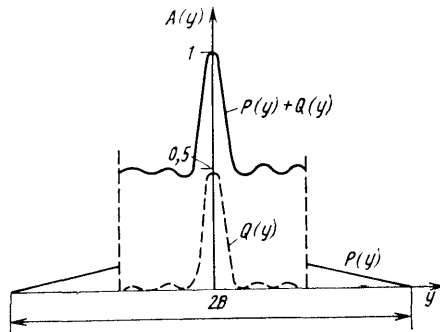


Рис. 1.43. Аппаратная функция растрового спектрометра

Слагаемое  $Q(y)$  существенно зависит от вида функции пропускания растров  $\tau(x, y)$ . Вид кривой  $A(y)$  показан на рис. 1.43. Таким образом, замена щелей растрами дает как бы два налагающихся друг на друга спектра, получаемых при щелях шириной  $B$  и  $b$  ( $P$  и  $Q$  соответственно). Так как  $B \gg s$ , то функция  $P(y)$  изменяется очень медленно и при малых  $y$  можно принять  $P(y) = 1/2$ . Тогда

$$A(y) = \frac{1}{2} + Q(y),$$

т. е. аппаратная функция растрового спектрометра имеет такой же вид, что и классического прибора с постоянной засветкой. Разрешающая способность определяется характером растра и может быть достаточно высокой при значительно большем регистрируемом потоке, чем в щелевом монохроматоре с тем же разрешением.

Помимо гиперболических нашли применение и другие виды растров. Так, растр с круговыми концентрическими зонами целесообразно использовать в схемах с объективами, имеющими ось симметрии (например, в зеркальной схеме Пфунда, см. параграф 6), поместив центр растра на оптической оси.

При любой структуре растров разрешающая способность спектрометра без aberrаций определяется наименьшей шириной  $s$  его элементов и оказывается практически такой же, как в приборе со щелями ширины  $s$ . С уменьшением  $s$  начинает сказываться дифракция. Но в отличие от классического прибора предельное разрешение достигается не посредством использования узких щелей, а с помощью растра, общая площадь которого  $S$  во много раз превышает площадь щели  $sh$ .

### Спектрометр с преобразованием Адамара

Реальный спектрометр обладает конечным спектральным разрешением  $\delta\nu$ , определяемым полушириной аппаратной функции. Поэтому число разрешаемых спектральных элементов в интервале  $\Delta\nu = \nu_{\max} - \nu_{\min}$  конечно и равно  $N = \Delta\nu/\delta\nu$ . Пронумеруем различные спектральные составляющие в интервале  $\Delta\nu$ , присвоив им индексы от 1 до  $N$ . С точки зрения количества информации, получаемой при измерениях на реальном спектрометре, такой дискретный спектр полностью эквивалентен исходному непрерывному спектру.

В классическом спектрометре производится последовательное измерение интенсивностей составляющих спектра, т. е. в результате одного измерения получаем информацию лишь об интенсивности одной спектральной составляющей

$$u_k = \alpha_k I_k,$$



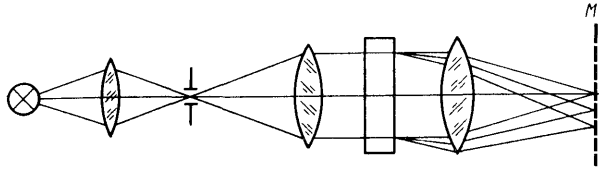


Рис. 1.44. Принципиальная схема спектрометра с преобразованием Адамара

излучение, прошедшее через маску, собирается на фотоприемник, с которого получим сигнал

$$u_k = \sum_{h=1}^N a_h I_h,$$

где  $a_h$  — коэффициенты пропускания маски для спектральных составляющих ( $a_h = 0$  или  $a_h = 1$ ).

После одного измерения маска заменяется на новую, соответствующую следующей строке матрицы измерения. Сделав  $N$  измерений, можно разрешить полученную систему уравнений относительно  $I$ .

Замена масок — технически очень сложная процедура, особенно если иметь в виду, что мы хотим измерить спектр источника в нескольких сотнях точек. Чтобы упростить техническую реализацию устройств, используют циклические матрицы: каждая строка матрицы получается из предыдущей путем сдвига всех компонентов на один элемент. В качестве примера можно взять матрицу  $5 \times 5$  элементов:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix}.$$

Для технической реализации кодирования изготавливают полосу, первые  $N$  элементов которой соответствуют первой строке матрицы, а последующие  $N - 1$  являются повторением начальных  $N - 1$  элементов (рис. 1.45). Закрыв часть маски рамкой, пропускающей  $N$  элементов, получим одну строку матрицы, при этом достаточно сместить маску на один шаг, чтобы получить структуру, соответствующую следующей строке матрицы. Устройство, снабженное рамкой, маской и системой шагового смещения, помещается в фокальной плоскости выходного объектива.

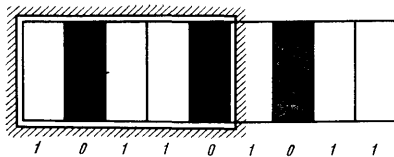


Рис. 1.45. Кодированная маска

Подобные матрицы впервые предложил Адамар. Можно показать [19], что отношение сигнал/шум спектрометров с преобразова-



Рис. 1.46. Спектральная диафрагма, содержащая 126 щелей

нием Адамара увеличивается в  $g$  раз по сравнению с классическим:

$$g = \frac{N + 1}{2\sqrt{N}}.$$

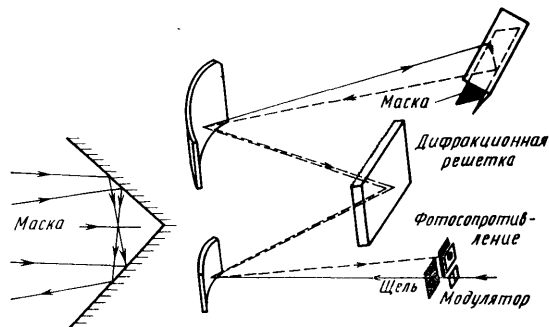
При  $N = 126$   $g = 5,6$  (рис. 1.46).

Оптическая схема спектрометра с преобразованием Адамара приведена на рис. 1.47. В выходной фокальной плоскости объектива устанавливается ПИ с малой чувствительной площадкой, равной по размеру минимально разрешаемому спектральному интервалу. Применение такого приемника дает возможность реализовать выигрыш в чувствительности при помехоустойчивом кодировании.

В этом случае удобна схема двойного монохроматора с вычитанием дисперсии, например автоколлимационная, где вместо средней щели помещается маска (см. рис. 1.47). Для разведения входного и выходного пучков в спектрометре применены два плоских зеркала, установленных под углом один к другому. Маска размещается в плоскости, делящей этот двугранный угол пополам. Обработка результатов измерения производится с помощью встроенной ЭВМ.

Логическим развитием идеи о применении пространственного кодирования в выходной фокальной плоскости классического спектрометра является предложение осуществлять кодирование одновременно как на входе, так и на выходе прибора. При этом можно получать дополнительную информацию об исследуемом излучении, например, исследовать состояние поляризации или еще больше увеличить отношение сигнал/шум.

Рис. 1.47. Оптическая схема спектрометра с преобразованием Адамара



## 11. ЛАЗЕРНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

### Принципы построения лазерных спектральных приборов

Лазерной спектроскопией называется одно из перспективных направлений в спектроскопических исследованиях, основанное на использовании лазерных источников излучения. Специфические свойства лазерного излучения, такие, как высокая монохроматичность, большая спектральная плотность мощности и возможность перестройки частоты, позволяют в значительной мере расширить возможности традиционных методов спектроскопии, а также решить принципиально новые задачи, перед которыми та была бессильна. К таким задачам можно отнести следующие.

1. Достижение предела спектрального разрешения, определяемого уже не аппаратной функцией спектрального прибора, а естественным уширением спектральных линий исследуемого вещества. Особенно это существенно для спектроскопии газов в инфракрасной области, где только на уникальных установках удавалось достичь спектрального разрешения порядка  $0,01 \text{ см}^{-1}$  (в фурье-спектрометрах), тогда как при использовании лазера благодаря его высокой монохроматичности эта величина может быть порядка  $10^{-6} \text{ см}^{-1}$ , что примерно в 100 раз меньше доплеровской ширины спектральных линий. Кроме того, с помощью специальных методов нелинейной лазерной спектроскопии стало возможным изучать тонкую структуру спектральных линий, скрытую для обычных линейных методов различными типами уширения, в том числе и доплеровским.

2. Повышение предельной чувствительности спектрального анализа атомов и молекул. С применением интенсивного лазерного излучения стало возможным повышение чувствительности таких спектроскопических методов, как флуоресцентный, оптико-акустический и др. Например, применение в ИК области вместо монохроматизированного излучения теплового источника с яркостью  $L_\lambda = 4 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{ср}$  ( $\nu = 5000 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Delta\nu = 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $T = 2000 \text{ }^\circ\text{C}$ ) излучения лазера с  $L_\nu = 10^{14} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{ср}$  (для лазера на He — Ne с выходной мощностью 30 мВт с  $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ ) позволяет повысить чувствительность флуоресцентного метода, прямо пропорциональную  $L_\lambda$ , примерно в  $10^8$  раз. В результате этим методом можно определять абсолютную концентрацию атомов в газовой фазе до  $10^{13} \text{ Па/м}^3$  и относительную концентрацию молекулярных примесей в газах с помощью оптико-акустического метода до  $10^{-8} \%$ .

3. Локальный спектральный анализ. Высокая направленность и когерентность лазерного излучения позволяет сфокусировать его в чрезвычайно малые объемы, вплоть до  $\lambda^3$ , где достигается очень высокая плотность мощности. Это дает возможность производить спектральный анализ микроколичества веществ, находящихся в различных фазовых состояниях, а также путем сканирования луча исследовать их спектральные свойства по всему объему с высоким пространственным разрешением.

4. Дистанционный спектральный анализ. Большая энергия, заключенная в лазерных импульсах, в сочетании с высокой направлен-

ностью излучения позволяет возбуждать молекулы на достаточном удалении от лазера (до сотен километров) и получать информацию об их составе и концентрации на основе приема вторичного излучения, обусловленного флуоресцентным, комбинационным или рэлеевским типами рассеяния. На основе этого принципа разработан прибор ЛИДАР, представляющий собой комбинацию мощного лазера, оптического телескопа и спектрометра, который используется для исследования состава атмосферы и контроля загрязнений окружающей среды.

Особо следует отметить, что, используя избирательное поглощение излучения молекулами, можно осуществлять селективное воздействие мощным лазерным излучением на вещество в целях изменения его состава и свойств. Это направление, называемое активной лазерной спектроскопией, находит применение при разделении изотопов, исследовании фотохимических реакций в биологии и ряде других физических процессов.

Лазеры с перестраиваемой частотой удобно использовать в спектральных приборах, которые отличаются высоким спектральным разрешением и дают возможность обходиться без диспергирующего элемента. Аппаратная функция таких приборов, сканирование по спектру в которых осуществляется перестройкой частоты лазера, полностью определяется свойствами лазерного излучения. Полуширина аппаратной функции, а следовательно, и спектральное разрешение такого прибора зависят от ширины спектра линии генерации лазера, а ее форма определяется характером распределения интенсивности излучения по спектру.

Краткие сведения о типах перестраиваемых лазеров приведены в табл. 1.10. Для перестройки частоты лазера используются три принципиально различных метода, в соответствии с которыми лазеры можно классифицировать следующим образом.

1. Лазеры с широкой линией усиления и перестраиваемой вдоль нее узкой областью минимальных потерь резонатора. В качестве селективного элемента, обеспечивающего минимум потерь на заданной частоте, может служить дисперсионный резонатор, включающий призму или дифракционную решетку, а также перестраиваемый узкополосный фильтр, или эталон Фабри—Перо.

2. Лазеры с узкой, но перестраиваемой по частоте линией усиления.

3. Лазеры с нелинейным преобразованием частоты, заключающимся в генерации суммарных и разностных частот в нелинейном материале.

Рассмотрим теперь наиболее перспективные лазеры с перестройкой частоты.

Самыми простыми источниками перестраиваемого когерентного излучения являются газовые лазеры низкого давления на He — Ne (3,39 мкм), CO<sub>2</sub> (9,2—10,8 мкм), CO (5,2—6 мкм), HF (2,7—2,9 мкм) и DF (3,7—4 мкм). Дискретная перестройка частоты в них по отдельным колебательно-вращательным линиям осуществляется поворотом внутрирезонаторной дифракционной решетки, заменя-



### 1.10. Характеристики лазерных источников излучения

Тип перестраиваемых лазеров	Параметры			
	Режим работы	Мощность, энергия	Диапазон перестройки, мкм	Наименьшая ширина линии, см <sup>-1</sup>
I класс				
Лазеры на органических красителях	Непрерывный и импульсный ( $\tau = 10^{-5} \div 10^{-7}$ с)	$10^{-2} - 1$ Вт; 0,1—1 Дж	0,34—1,2	$10^{-2} - 10^{-4}$ $10^{-2}$
Полупроводниковые лазеры	Непрерывный и импульсный ( $\tau = 10^{-6} \div 10^{-7}$ с)	$10^{-4} - 10^{-3}$ Вт; $10^{-4} - 10^{-3}$ Дж	0,7—34	$10^{-3} - 10^{-6}$ $10^{-2} - 10^{-3}$
Твердотельные лазеры на основе стекла с неодимом, рубином и др.	Импульсный ( $\tau = 10^{-7} \div 10^{-9}$ с)	$10^{-1} - 10$ Дж	0,6926— 0,6948; 0,9—1,35	$\sim 5 \cdot 10^{-2}$
Лазеры вынужденного комбинационного рассеяния на сжатом газе	Импульсный ( $\tau = 10^{-7}$ с)	0,5 Дж	8,3—9,1	$2 \cdot 10^{-2}$
Молекулярные газовые лазеры высокого давления	Импульсный ( $\tau = 10^{-6} \div 10^{-7}$ с)	$10^{-2} - 1$ Дж	2,7—2,9; 9,4—10,8	$10^{-1} -$ $5 \cdot 10^{-2}$
Лазеры на F-центрах	Импульсный ( $\tau = 10^{-6}$ с)	$10^{-3}$ Дж	2,7—3,3	$10^{-3}$
II класс				
Параметрические генераторы	Импульсный ( $\tau = 10^{-8} \div 10^{-12}$ с)	$10^{-4} - 10^{-6}$ Дж	0,6—14	$10^{-2} - 10$
Лазеры с вынужденным переверотом спина	Непрерывный и импульсный ( $\tau = 10^{-7}$ с)	$10^{-2} - 1$ Вт; $10^{-3} - 10^{-4}$ Дж	5,2—6,2 9,2—14	$3 \cdot 10^{-6}$ ; $3 \cdot 10^{-2}$

Примечание.  $\tau$  — длительность импульса.

ющей обычное зеркало оптического резонатора. Более тонкая плавающая перестройка внутри контура выбранной линии, ограниченного доплеровским уширением, осуществляется путем изменения длины резонатора с помощью пьезоэлектрических элементов. В последнем случае при очень ограниченной области перестройки порядка  $0,003 \text{ см}^{-1}$  требуется практически полное совпадение лазерного перехода с исследуемой спектральной линией.

Одним из первых непрерывно перестраиваемых когерентных источников в спектроскопии был лазер на He — Ne, перестраиваемый в небольших пределах (до  $7 \text{ см}^{-1}$ ) в окрестности линии  $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$  аксиальным магнитным полем.

Для целей спектроскопии наиболее перспективны полупроводниковые лазеры, достоинством которых является их компактность, относительная простота конструкции и возможность перестройки частоты в широком спектральном диапазоне. Перестройка частоты

в таких лазерах может осуществляться с помощью магнитного поля, давления и тока. Наилучшие результаты получаются при воздействии давления на активную среду. Вариации силы тока обычно используют для более тонкой регулировки частоты излучения.

Наиболее широкое распространение в спектроскопии получили полупроводниковые лазеры на тройных соединениях типа PbSnTe, перекрывающие диапазон 3—15 мкм.

Магнитоперестраиваемые лазеры представляют собой комбинацию лазера с фиксированной частотой и полупроводникового кристалла, в котором происходит комбинационное рассеяние излучения лазера. В присутствии магнитного поля энергетические уровни электронов ориентированы по полю, и электроны, имеющие противоположную ориентацию спинов, расщепляются. Это приводит к изменению частоты рассеянного излучения. В большинстве таких систем используется полупроводниковый кристалл InSb. Скорость перестройки частоты в функции магнитного поля составляет примерно  $2,3 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}/\text{Тл}$ . Высокая эффективность работы такого кристалла достигается обычно лишь при температуре жидкого гелия, т. е. примерно при 4 К. В качестве возбуждающего излучения используются излучения лазеров на CO и CO<sub>2</sub>.

Непрерывная перестройка частоты возможна также и в газовых лазерах при повышенных давлениях активной смеси (до  $10^6 \text{ Па}$ ), при которых возникает перекрытие соседних колебательно-вращательных линий усиления. Для получения генерации в таких системах обычно используется накачка электронным пучком или ультрафиолетовым излучением. Весьма перспективны для получения большого диапазона перестройки в данном случае волноводные газовые лазеры с малым диаметром резонатора.

В видимом диапазоне спектра наибольший диапазон перестройки имеют лазеры на красителях. Эти лазеры работают за счет оптической перекачки большого количества вращательной и колебательной энергии из основного состояния в возбужденное электронное состояние. Из-за высокой плотности уровней в больших молекулах красителей и большой ширины отдельных уровней в растворах обычно излучаются широкие непрерывные полосы порядка 50 нм. Для сужения линии лазерного излучения и перестройки в широкой полосе испускания применяют оптические резонаторы, обладающие высокой избирательностью по частотам.

Расширение диапазона перестройки описанных лазеров возможно на основе смещения частот в материалах, обладающих нелинейным показателем преломления (типа LiNbO<sub>3</sub>, GaAs и др.). Такие системы работают при комнатной температуре, что является их важным преимуществом перед другими системами, требующими охлаждения до низких температур. К числу таких систем относится параметрический генератор света, который состоит из лазера накачки, работающего в видимом или ИК диапазоне, и нелинейного двулучепреломляющего кристалла. Частоты выходного излучения определяются условиями синхронизма, смысл которых заключается в одновременном выполнении законов сохранения энергии импульса

для параметрического процесса, происходящего в накачиваемом материале. Частота выходного ИК излучения может перестраиваться при вращении нелинейного кристалла или при изменении его показателя преломления путем изменения давления, температуры или электрического поля. В качестве источника накачки обычно используется лазер Nd: ИАГ с модулированной добротностью. Диапазон перестройки при этом 0,4—3,6 мкм.

Излучение лазера с фиксированной частотой может быть смешано в нелинейном кристалле с излучением перестраиваемого лазера. В результате формируется перестраиваемое по частоте излучение на разностной частоте. Например, при смешении в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  излучения рубинового лазера с излучением перестраиваемого лазера на красителе можно получить генерацию в диапазоне 3—4 мкм.

Еще одним перспективным способом получения точно заданных лазерных частот является смешение двух излучений оптического диапазона и радиодиапазона. В этом случае область перестройки несколько смещается относительно диапазона перестройки используемого лазера.

Следует отметить, что дальнейшая разработка лазеров с перестройкой частоты основана на совершенствовании уже созданных систем, описанных выше, а также на поиске новых физических эффектов, приводящих к изменению частоты когерентного излучения.

Рассмотрим теперь особенности основных методов лазерной спектроскопии, предусматривающих использование лазеров с перестройкой частоты.

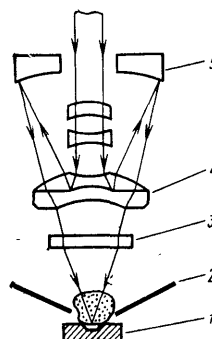
### Методы лазерной спектроскопии

**Эмиссионный анализ.** В эмиссионном анализе лазеры служат для испарения вещества пробы и возбуждения спектра, т. е. в сочетании со специальным микроскопом они играют роль обычного в спектральном анализе искрового или дугового источника возбуждения. Применение лазеров дает возможность проводить анализ в очень чистых условиях, так как полностью отсутствует спектр электродов, обычно затрудняющий проведение анализа неметаллических проб. Возбуждая лазерную искру в газах, можно также анализировать газовые смеси без искажения результатов анализа загрязняющим действием стенок и электродов разрядной трубки, что имеет особенно важное значение в газовом спектральном анализе.

При анализе твердых образцов применение лазеров позволяет осуществить локальный микроспектральный анализ. Испарение образцов происходит при фокусировке на их поверхность излучения импульсного лазера, обычно твердотельного, к которому в данном случае не предъявляется требование перестройки частоты. В зависимости от энергии лазера, его расходимости и качества фокусировки испаряется  $10^{-8}$ — $2 \cdot 10^{-6}$  г вещества из кратера диаметром 20—200 мкм. Возбуждение производится лазерным излучением в процессе испарения либо электрическим разрядом

Рис. 1.48. Зеркально-линзовый микрообъектив  $40\times 0,5$  лазерного микроанализатора (фирма «Цейс»):

1 — образцы; 2 — угольные электроды; 3 — защитная пластинка; 4 — зеркально-линзовое звено; 5 — вогнутое зеркало



через образовавшуюся плазму. Иногда практикуется предварительное испарение образца на электроды или на пластинку с анализом напыленного слоя обычными спектральными методами.

Для фокусировки лазерного излучения используются модифицированные зеркально-линзовые микрообъективы (рис. 1.48) со сравнительно большими рабочими расстояниями (до 40 мм). Спектральный анализ возбужденной микроплазмы производится на обычных спектрографах.

Абсолютная чувствительность промышленных установок достигает  $10^{-9}$  г анализируемого вещества при относительной чувствительности определения отдельных элементов в нем порядка 0,01—0,1 %.

Кроме возбуждения эмиссионных спектров веществ с последующей спектрографической регистрацией лазерное излучение находит применение в масс-спектрометрии для селективной ионизации молекул, что значительно повышает чувствительность и избирательность этого вида анализа.

Лазерный спектрометр для эмиссионного анализа строится на основе принципа гетеродинного приема исследуемого излучения (рис. 1.49). Анализируемое излучение от источника 1 через линзы 2 направляется на фотоприемник 5, где смешивается с излучением местного гетеродина 3 с помощью полупрозрачного зеркала 4. Сканирование по спектру осуществляется перестройкой частоты местного гетеродина, в качестве которого наиболее удобно использовать компактные полупроводниковые лазеры. При близком совпадении частоты гетеродина с частотой исследуемого излучения между ними возникают так называемые «биения». Регистрация частот этих «биений» и соответствующих им амплитуд сигналов позволяет получить информацию о спектральном составе исследуемого излучения.

#### Абсорбционный анализ.

По сравнению с классическими и абсорбционными спектрофотометрами, в которых для монохроматизации потока излучения используется монохроматор в сочетании с источником сплошного спектра (глобаром, штифтом Нернста и др.), в лазерных системах (рис. 1.50, а) для этой цели используется непосредственно

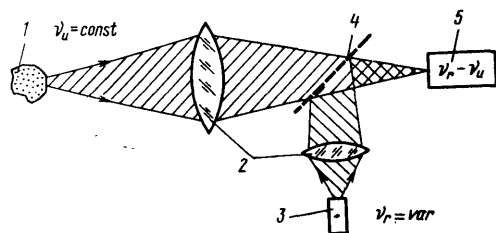


Рис. 1.49. Принципиальная схема лазерного спектрометра для эмиссионного анализа:

$\nu_0$  — волновое число источника;  $\nu_r$  — волновое число перестраиваемого лазера

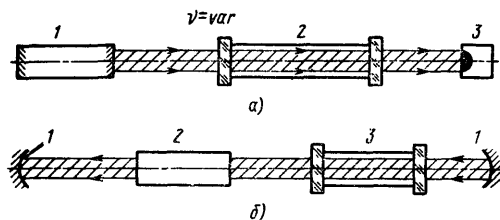


Рис. 1.50. Схема лазерных абсорбционных спектрометров с образцами:

*а* — вне резонатора (1 — перестраиваемый лазер; 2 — анализируемый образец; 3 — приемник измерения);  
*б* — внутри резонатора (1 — зеркало резонатора; 2 — активная среда широкополосного лазера; 3 — анализируемый образец)

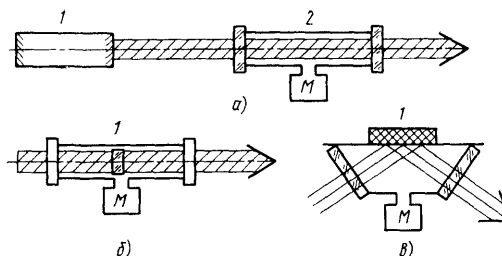
монохроматическое излучение перестраиваемого лазера. Это дает перед обычной спектроскопией два основных преимущества: 1) реализация предельного разрешения, определяемого собственным уширением линий поглощения, благодаря очень малой ширине аппаратной функции лазерного спектрометра; 2) способность регистрировать слабые линии поглощения вследствие высокой спектральной плотности лазерного излучения. Эти преимущества определяют широкие возможности применения лазерных абсорбционных спектрометров в спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. Использование многоходных кювет позволяет также проводить контроль микропримесей в газах с помощью лазерных спектрометров.

Дальнейшим развитием абсорбционной лазерной спектроскопии является высокочувствительный метод внутри резонаторных селективных потерь (рис. 1.50, б), который заключается в том, что внутри резонатора помещают многомодовый лазер с широкой полосой усиления среды со слабым поглощением внутри этой полосы усиления. Моды, попавшие внутрь слабых линий поглощения, подавляются, т. е. происходит селективное тушение мод. Это приводит к образованию резких провалов в спектре излучения лазера, которые легко обнаружить с помощью обычного спектрографа.

Благодаря увеличению эффективной толщины поглощающего слоя в результате многократного прохождения излучения через него в процессе генерации, а также из-за сильной зависимости мощности генерации от вносимых потерь чувствительность такого метода высока и позволяет измерять коэффициент поглощения до  $10^{-9} \text{ см}^{-1}$ . В качестве источников излучения, обладающих широкой линией усиления, применяют лазеры на красителях, стекле с неодимом и рубиновые лазеры. Их используют для исследования тех веществ, линии поглощения которых попадают в спектральную область генерации указанных лазеров.

Лазерные абсорбционные спектрометры находят применение также при анализе быстротекающих процессов. Принцип скоростной лазерной спектроскопии основан на измерении интенсивности излучения в каждой пичке генерации импульсного лазера до и после прохождения через среду при одновременном сканировании по длине волны (частоте) в течение импульса генерации. Это достигается применением полупроводниковых лазеров путем подачи токового импульса на диод длительностью до  $10^{-6}$  до  $10^{-5}$  с. В течение этого импульса благодаря постепенному разогреву кри-

рис. 1.51. Оптические схемы для оптико-акустического анализа: а — газ; б — прозрачных диэлектриков; в — сильно поглощающих или хорошо отражающих образцов; 1 — лазер; 2 — газовая ячейка; М — микрофон



сталла (изменению показателя преломления) частота максимума генерации смещается на  $3-8 \text{ см}^{-1}$ .

Для этой же цели используют твердотельные лазеры на стекле с неодимом или рубине, перестройка частоты которых в течение импульса внутри полосы усиления осуществляется вращением концевое зеркала (перестройка до  $300 \text{ см}^{-1}$ ) или вращением интерферометра. Сканирование по частоте в течение импульса можно также реализовать в лазере на красителе с пьезокерамическим перестраиваемым интерферометром в диапазоне до  $100 \text{ см}^{-1}$ .

**Оптико-акустический метод** (рис. 1.51). Если поглощенная энергия в образце составляет очень малую часть от падающей (менее 9,1 %), часто оказывается более удобным регистрировать непосредственно поглощенную энергию оптико-акустическим методом. Этот метод основан на использовании оптико-акустического эффекта, проявляющегося в пульсациях давлений газа (рис. 1.51, а) в замкнутом объеме при поглощении модулированного на звуковой частоте потока радиации. Возникновение колебаний температуры, а следовательно, и давления объясняется периодическим переходом энергии молекул, возбужденных лазерным излучением за счет столкновений с другими молекулами, в тепловую энергию газовой среды. По сравнению с обычными источниками лазеры с их высокой спектральной интенсивностью позволили существенно повысить предельную чувствительность оптико-акустического метода. Он позволяет при помощи излучения в 1 Вт регистрировать очень малый коэффициент поглощения в газе при атмосферном давлении, когда поглощенная энергия переходит в тепло, на уровне  $10^{-9} \text{ см}^{-1}$ . Это для многих молекул соответствует их относительному уровню концентрации в газовой смеси  $10^{-6}-10^{-8} \%$ .

Оптико-акустический эффект можно использовать и для анализа жидких и твердых образцов при возбуждении в них звуковых колебаний. В ряде случаев более удобной оказывается регистрация звука не непосредственно в исследуемых образцах, а в находящемся вокруг них газе, формирование звука в котором происходит за счет процесса теплопередачи от поверхности образца. Наиболее перспективен такой метод для анализа сильно рассеивающих образцов, а также для определения коэффициента пропускания прозрачных диэлектриков до  $10^{-7} \text{ см}^{-1}$ , помещаемых внутрь замкнутой камеры, заполненной каким-либо непоглощающим излучение газом (рис. 1.51, б). Кроме того, он эффективен в спектроскопии сильно поглощающих сред (рис. 1.51, в), когда газ нагревается за счет поглощенной в образце мощности. По последней схеме можно

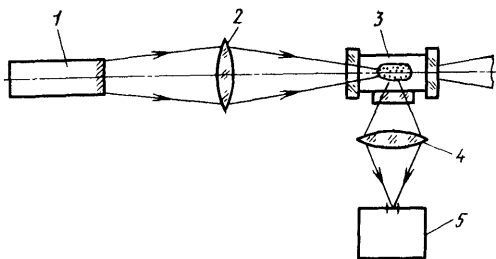


Рис. 1.52. Схема флуоресцентного лазерного анализа:

1 — лазер; 2 — фокусирующая линза; 3 — анализируемый образец; 4 — линза; 5 — монохроматор

следовать также уровень отражения от поверхностей металлов с коэффициентом отражения до 0,999.

**Флуоресцентный метод** (рис. 1.52). Этот метод основан на регистрации поглощенной энергии лазерного излучения по возникающей флуоресценции, регистрируемой с помощью высокочувствительных приемников излучения, например, фотоэлектронных умножителей.

Для анализа флуоресцентного излучения используется обычный монохроматор. Область применения флуоресцентного метода — квантовые переходы атомов и молекул, сопровождающиеся радиационным распадом возбужденных состояний. Как и в оптико-акустическом, чувствительность флуоресцентного метода повышается с увеличением мощности лазерного излучения и достигает  $10^2$  атомов в  $1 \text{ см}^3$  для атомов Na при работе с лазером на красителях. В пределе этот метод позволяет измерять одну частицу в возбуждаемом объеме.

**Анализ по спектрам комбинационного рассеяния.** Схема установки для проведения этого анализа такая же, как и для флуоресцентного (см. рис. 1.52). Высокая интенсивность и направленность лазерного излучения позволяет получать в очень малом сфокусированном пространственном объеме большие плотности излучения. Это дает возможность проводить анализ по спектрам комбинационного рассеяния с очень малыми количествами веществ (до  $10^{-9}$  г). Для возбуждения спектров комбинационного рассеяния используют как непрерывные лазеры (например, на аргоне с мощностью 10 Вт на длинах волн 0,4880 и 0,5145 мкм или гелиево-неоновые с мощностью до 50 мВт на длине волны 0,6328 мкм), так и импульсные (на стекле с неодимом или рубиновые). Благодаря малой длительности импульса излучения ( $10^{-8}$  с) с такими лазерами можно получить хорошее временное разрешение спектральной аппаратуры, что важно для анализа продуктов с малым временем жизни и кинетики химических реакций.

В ряде случаев для повышения чувствительности последних трех методов рекомендуется помещение анализируемого образца внутри резонатора лазера, где мощность излучения существенно выше (до двух порядков) по сравнению с размещением образца вне резонатора.

Рассмотрим теперь кратко наиболее перспективные области применения лазерных спектральных приборов.

Лазеры с перестройкой частоты широко используют в спектроскопии сверхвысокого разрешения для получения фундаментальной информации о свойствах молекул и атомов. В настоящее время

уже созданы квантовые стандарты длины и времени на основе узкополосных лазеров.

Лазеры нашли применение в химии, где их роль сводится не только к селективному стимулированию некоторых химических реакций, но и к определению характера их протекания. Использование пикосекундных лазеров позволяет повысить временное разрешение на несколько порядков и открывает новые возможности для исследования быстропротекающих процессов. Новым применением лазеров в химии является разделение изотопов. Сущность нового метода заключается в селективном облучении изотопов только одного типа. Возбужденные лазерным излучением изотопы вступают в химические реакции с специально подобранными молекулами и далее удаляются из смеси. В результате в смеси остаются изотопы другого типа, т. е. происходит их обогащение. Таким образом удается разделить изотопы водорода, бора, углерода, урана и т. п.

Наиболее ценным и важным применением лазерных спектральных приборов является детектирование с их помощью сверхнизких концентраций молекул и атомов в сложных смесях. Такие приборы в настоящее время уже широко используют для контроля загрязнения атмосферы, в медико-биологических задачах, в технологии полупроводников, при получении особо чистых веществ, в лазерной технологии и т. п.

Флуоресцентный и комбинационный методы применяются в установках для дистанционного спектрального анализа, используемого, например, при решении задач охраны окружающей среды от загрязнений.

Быстрый прогресс в разработке перестраиваемых лазеров позволяет сделать вывод, что мы стоим на пороге новых открытий в области спектроскопии, которые будут иметь как чисто научное, так и прикладное значение. Уже сейчас с использованием лазерных спектрометров получено много новой информации, касающейся параметров спектральных линий, их сверхтонкой структуры, точного положения линий в спектре и т. п. Новые принципы детектирования, возможные с лазерными источниками излучения, например гетеродинальное обнаружение слабых линий излучения, весьма полезны в астрофизике для дистанционного определения состава атмосферы планет и свойств звезд.

Следует отметить, что большие потенциальные возможности перечисленных методов лазерной спектроскопии реализуются лишь при наличии мощных перестраиваемых по частоте лазеров. Поэтому важной задачей является совершенствование существующих конструкций перестраиваемых лазеров и разработка новых систем.