





ИЗДАТЕЛЬСТВО
« СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ »

ЭНЦИКЛОПЕДИИ СЛОВАРИ СПРАВОЧНИКИ

НАУЧНЫЙ СОВЕТ ИЗДАТЕЛЬСТВА

А. П. АЛЕКСАНДРОВ, А. А. АРЗУМАНЯН, А. В. АРЦИХОВСКИЙ,
Н. В. БАРАНОВ, А. А. БЛАГОНРАВОВ, Н. Н. БОГОЛЮБОВ,
Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ (председатель Научного совета), Б. М. ВУЛ,
Г. Н. ГОЛИКОВ, И. Л. КНУНЯНЦ, Ф. В. КОНСТАНТИНОВ,
Б. В. КУКАРКИН, Ф. Н. ПЕТРОВ, В. М. ПОЛЕВОЙ, А. И. РЕВИН
(заместитель председателя Научного совета), Н. М. СИСАКЯН,
А. А. СУРКОВ, Л. С. ШАУМЯН (заместитель председателя Научного
совета)

МОСКВА • 1966

ФИЗИЧЕСКИЙ ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКИЙ СЛОВАРЬ

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ

А. М. БАЛДИН, Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ (главный редактор), С. В. ВОНСОВСКИЙ, Б. М. ВУЛ (главный редактор), М. Д. ГАЛАНИН, Д. В. ЗЕРНОВ, А. Ю. ИШЛИНСКИЙ, П. Л. КАПИЦА, Н. А. КАПЦОВ, М. С. КОЗОДАЕВ, В. Г. ЛЕВИЧ, Л. Г. ЛОЙЦЯНСКИЙ, С. Ю. ЛУКЬЯНОВ, В. И. МАЛЫШЕВ, В. В. МИГУЛИН, П. А. РЕВИНДЕР, Я. К. СЫРКИН, С. М. ТАРГ, С. В. ТЯБЛИКОВ, Е. Л. ФЕЙНБЕРГ, С. Э. ХАЙКИН, Р. Я. ШТЕЙНМАН (заместитель главного редактора), А. В. ШУБНИКОВ



Спектр — Яркость

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»

РЕДАКЦИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКОГО СЛОВАРЯ

РЕДАКТОРЫ ОТДЕЛОВ И ПОДОТДЕЛОВ

Механика. Члены редакционной коллегии: А. Ю. ИШЛИНСКИЙ (теория упругости и пластичности), Л. Г. ЛОЙЦАНСКИЙ (гидроаэромеханика), С. М. ТАРГ (теоретическая механика). Научный редактор И. Б. НАЙДЕНОВА.

Электричество и магнетизм. Члены редакционной коллегии: С. В. ВОНСОВСКИЙ (физика магнитных явлений), Б. М. ВУЛ (общие вопросы электричества, диэлектрики), Д. В. ЗЕРНОВ (электронные и ионные приборы), С. Ю. ЛУКЬЯНОВ (электроника). Редактор-консультант Л. А. ЖЕКУЛИН (электротехника). Научные редакторы: С. М. ШАПИРО (общие вопросы электричества, электротехника, электронные и ионные приборы), Ю. Н. ДРОЖЖИН (магнетизм, электрические измерения), М. Н. ФЛЕРОВА (диэлектрики).

Полупроводники и полупроводниковые приборы. Член редакционной коллегии Б. М. ВУЛ. Научный редактор С. М. ШАПИРО.

Теория колебаний. Член редакционной коллегии С. Э. ХАЙКИН. Научный редактор И. Б. НАЙДЕНОВА.

Акустика. Редактор-консультант И. П. ГОЛЯМИНА. Научный редактор И. Б. НАЙДЕНОВА.

Радиофизика, радиостроения и радиотехника. Члены редакционной коллегии: Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ, В. В. МИГУЛИН, С. Э. ХАЙКИН. Научный редактор С. М. ШАПИРО.

Автоматическое регулирование и управление. Редактор-консультант М. А. АЙЗЕРМАН. Научный редактор Н. Г. СЕМАШКО.

Оптика. Члены редакционной коллегии: М. Д. ГАЛАНИН (физическая оптика), В. И. МАЛЫШЕВ (прикладная оптика). Редакторы-консультанты: Ю. Н. ГОРОХОВСКИЙ (фотография), Н. Д. НЮБЕРГ (физиологическая оптика), Г. Г. СЛЮСАРЕВ (геометрическая оптика). Научные редакторы: С. А. КОРДЮКОВА (молекулярная оптика, спектроскопия, фотография, физиологическая оптика), И. Б. НАЙДЕНОВА (геометрическая оптика, оптические приборы), Ю. Н. ДРОЖЖИН (волновая оптика, оптические приборы).

Атомная и ядерная физика. Члены редакционной коллегии: А. М. БАЛДИН (физика элементарных частиц), М. С. КОЗОДАЕВ (ядерная физика), С. Ю. ЛУКЬЯНОВ (атомная физика). Редакторы-консультанты: М. А. ЕЛЫШЕВИЧ (атомная физика), М. С. РАВИНОВИЧ (ускорители). Научные редакторы: Н. Г. СЕМАШКО (физика элементарных частиц, ускорители, теоретическая ядерная физика), М. Н. ФЛЕРОВА (ядерная физика).

Молекулярная физика. Члены редакционной коллегии: П. А. РЕБИНДЕР (общие вопросы, газы, жидкости, поверхностные явления), А. В. ШУБНИКОВ (кристаллография). Редакторы-консультанты: М. В. ВОЛЬКЕНШТЕЙН (полимеры), В. Я. ЛЮБОВ (металлофизика). Научные редакторы: Ю. Н. ДРОЖЖИН (общие вопросы, газы, жидкости, фазовые превращения, поверхностные явления), С. А. КОРДЮКОВА (полимеры), И. Б. НАЙДЕНОВА (физика кристаллов).

Физика плазмы. Редактор-консультант Л. А. АРЦИМОВИЧ, научный редактор М. Н. ФЛЕРОВА.

Физика низких температур. Член редакционной коллегии П. Л. КАПИЦА. Редактор-консультант И. М. ХАЛАТНИКОВ. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА.

Вакуумная техника. Редактор-консультант И. С. РАВИНОВИЧ. Научный редактор С. М. ШАПИРО.

Теоретическая физика. Члены редакционной коллегии: С. В. ТЯБЛИКОВ (статистическая физика), Е. Л. ФЕЙНБЕРГ (квантовая механика, теория поля, теория относительности). Редактор-консультант И. М. ЛИФШИЦ (физика твердого тела). Научные редакторы Н. Г. СЕМАШКО, С. М. ШАПИРО (физика твердого тела).

Химия. Член редакционной коллегии Я. К. СЫРКИН. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА. **Геофизика.** Научные редакторы: Н. П. ЕРПЫЛЕВ (физика Земли, атмосферная оптика и электричество), И. Б. НАЙДЕНОВА (физика атмосферы и гидросферы).

Астрономия. Редактор-консультант Б. В. КУКАРКИН. Научный редактор Н. П. ЕРПЫЛЕВ. **Биофизика.** Редактор-консультант Г. М. ФРАНК. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА.

Математика. Научный редактор В. И. ВИТЮКОВ.

Метрология. Редактор-консультант Г. Д. БУРДУН. Научный редактор Ю. Н. ДРОЖЖИН. Научно-контрольный редактор П. В. СЫСОВЕВ.

Редактор словника В. В. ТАБЕНСКИЙ.

Отдел комплектования — А. И. БАРАНЧИКОВА.

Литературный редактор Н. М. КАРАКАШ; младшие редакторы — С. М. ВАШИНСКАЯ, З. А. КОСАРЕВА, А. А. СИЛАЕВА; редактор по иллюстрациям В. А. АЛЕКСЕЕВ; редакция библиографии — Е. И. ЖАРОВА; корректорская — М. В. АКимова, Ю. А. ГОРЬКОВ, А. В. МАСЛОВА, Л. В. ПИТАЛЕВА, Л. Н. СОКОЛОВА; технический редактор В. А. ГРИГОРЬЕВА.

Физический энциклопедический словарь. Гл. ред.: Б. А. Введенский, Б. М. Вул, М., «Советская Энциклопедия», 1966 (Энциклопедии. Словари. Справочники). Т. 5. Спектр — Яркость. 1966. 576 с. с илл., 3 л. табл.

Сдано в набор 29 мая 1965 г. Том подписан к печати 28 марта 1966 г.
Издательство «Советская Энциклопедия», Москва, Ж-28, Покровский бульвар, д. 8.
Т-04728. Тираж 55 тыс. экз. Заказ № 1750. Формат 82 × 108^{1/16}. Объем 36 физич. п. л., 59,04 усл. п. л. текста + 0,62 усл. п. л. вылеек. Всего 59,66 усл. п. л. Уч.-изд. л. 101,61. Цена 1 экз. книги 3 р. 50 к.
Печать с матриц, изготовленных в Ленинградской типографии № 1 «Печатный Двор» имени А. М. Горького.

Московская типография № 2 «Главполиграфпрома» Комитета по печати при Совете Министров СССР. Москва, Пресненский Мира, 105. Заказ № 930.

С

СПЕКТР акустический — характеристика звука, выражающая его частотный (спектральный) состав и получаемая в результате *анализа звука*. В зависимости от сложности звука С. могут быть линейными (в случае чистого тона или периодич. звука с определенным *тембром*), сплошными (в случае шумов) или комбинированными, т. е. содержащими и сплошные участки и наложенные на них спектр. линии. Комбинированные С. наблюдаются у *музыкальных инструментов*, звуки к-рых могут иметь шумовую окраску; напр., в звуке рояля, особенно в верхних регистрах, появляются шумовые компоненты из-за несовершенства клавишной механики. С. звуков *речи* содержит форманты — области устойчивых составляющих, соответствующие определенным фонетич. элементам. Форманты присутствуют также в С. музык. инструментов (скрипки и др.).

И. Г. Русаков.

СПЕКТР колебаний — совокупность простых гармонич. колебаний, на к-рые может быть разложено данное сложное колеб. движение. Вообще всякую периодическую, но негармонич. ф-цию $f(t)$ с частотой ω можно разложить в С., т. е. представить в виде

ряда гармонич. ф-ций: $f(t) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos n\omega t$ с частотами $n\omega$ (где n — номер гармоники), кратными основной частоте. Чем сильнее разлагаемая ф-ция отличается от гармонической, тем богаче ее С., тем больше обертонов содержится в разложении и тем больше амплитуды этих обертонов. В общем случае С. периодической ф-ции содержит бесконечный ряд гармонич. обертонов, амплитуды к-рых убывают с увеличением номера обертона и притом довольно быстро, так что практически приходится принимать во внимание наличие только нек-рого конечного числа обертонов.

СПЕКТР ЗВУКА — см. *Спектр акустический*.

СПЕКТР ОПЕРАТОРА — обобщение понятия совокупности *собственных значений матрицы*. Движение систем с n степенями свободы можно представить в окрестности положения устойчивого равновесия как наложение n гармонич. колебаний (т. н. нормальных колебаний) с определенными частотами (*собственных частот*), что сводится к нахождению *собственных векторов* x_k и *собственных значений* λ_k нек-рой матрицы A . Всякое линейное преобразование A с симметрич. матрицей (т. н. самосопряженное преобразование) в n -мерном пространстве может быть

представлено в виде $\sum_{k=1}^n \lambda_k E_k$, где E_k — оператор проецирования на x_k . Иначе говоря, самосопряженное линейное преобразование сводится к растяжению по n взаимно-перпендикулярным направлениям (собственным направлениям) с коэффициентом растяжения $|\lambda_k|$ (если $\lambda_k < 0$, то растяжение с коэффициентом

$|\lambda_k|$ сопровождается отражением в плоскости, перпендикулярной вектору x_k). В теории колебаний значения λ_k равны квадратам частот главных колебаний системы. Совокупность значений λ_k наз. спектром матрицы A , а разложение $A = \sum_{k=1}^n \lambda_k E_k$ — ее спектральным разложением.

Задачу о разложении колебаний на простейшие естественно перенести с систем, имеющих конечное число степеней свободы, на случай колебания континуумов, напр. струны. Такой переход приводит к необходимости обобщить задачу о нахождении собственных векторов и собственных значений линейного преобразования на нек-рый класс линейных операторов в *гильбертовом пространстве*. В частности, для случая колебания струны соответствующий оператор имеет вид

$$g(x) = Tf = \int_a^b K(x, y) f(y) dy.$$

Оператор

$$Tf = \int_a^b K(x, y) f(y) dy$$

(интегральный оператор), где $K(x, y)$ — непрерывная в квадрате $a \leq x, y \leq b$ функция, удовлетворяющая условию симметрии $K(x, y) = K(y, x)$, имеет полную ортогональную систему *собственных функций* φ_i . Если рассматривать функции, на к-рые действует оператор T , как векторы гильбертова пространства, то геометрич. картина действия оператора T такова же, как и в конечномерном случае, и сам оператор T

снова можно представить в виде $T = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k E_k$. Совокупность его собственных значений λ_k и в этом случае наз. спектром.

Спектральный анализ, развитый первоначально для интегральных операторов с ядром $K(x, y)$, определенным и непрерывным в нек-рой ограниченной области, затем был распространен на линейные операторы других типов, напр. интегральные операторы с ядром, имеющим особенность или заданным в неограниченной области, дифференциальные операторы и т. д. Оказалось, однако, что переход к таким операторам приводит к существенным осложнениям, т. к. для них собственные значения и собственные функции, понимаемые в обычном смысле, могут вообще не существовать. Поэтому для них спектр должен быть определен не как совокупность собственных значений, а как совокупность тех значений λ , для к-рых оператор $(A - \lambda E)^{-1}$ не существует или является неограниченным оператором. Все собственные значения оператора принадлежат спектру, их совокупность образует дискретный спектр, остальную часть спектра наз.

непрерывным спектром. Возможность существования непрерывного спектра является характерной чертой линейных операторов общего вида в бесконечномерном пространстве. Конечномерные линейные преобразования и интегральные операторы без особенностей не имеют непрерывного спектра.

Спектральный анализ операторов, в первую очередь самосопряженных, находит многочисленные применения в теории колебаний, теории стационарных случайных процессов, квантовой механике, дифференциальных и интегральных уравнениях, теории спец. функций и др. областях математики и математической физики.

Лит.: 1) Ахизер Н. И., Глазман И. М., Теория линейных операторов в гильбертовом пространстве, М. — Л., 1950; 2) Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 5, М., 1960.

СПЕКТРАЛЬНАЯ АППАРАТУРА РЕНТГЕНОВСКАЯ — служит для получения рентгеновских лучей, разложения их в спектр и измерения интенсивностей отдельных линий характеристич. излучения или узких участков непрерывного спектра. С. а. р. применяется для спектрального анализа рентгеновского и для исследования рентгеновских спектров (см. *Спектроскопия рентгеновская*); в первом случае С. а. р. должна дать высокую интенсивность спектров, обычно связанную с ограниченной разрешающей способностью, а во втором — высокую разрешающую способность, как правило, связанную с небольшой интенсивностью спектра. По своему устройству С. а. р. может быть: а) дисперсионной — с плоским или изогнутым кристаллом-анализатором и б) недисперсионной — с выделением нужного узкого участка спектра сцинтилляционным счетчиком или пропорциональным счетчиком с амплитудным анализатором импульсов. По способу регистрации излучения дисперсионная С. а. р. подразделяется на спектрографы с фоторегистрацией (применяемые в основном для исследования спектров) и спектрометры с регистрацией детекторами рентгеновских квантов (см. *Детекторы гамма-излучений*). Спектрографы все больше вытесняются спектрометрами. По способу возбуждения излучения С. а. р. предназначаются либо для первичных спектров (в основном при исследовании спектров поглощения и при абсорбционном анализе), либо для флуоресцентных (при исследованиях спектров испускания и при эмиссионном анализе). По области спектра С. а. р. делятся на коротковолновые (до 2 Å), работающие на воздухе, длинноволновые (1,5—20 Å), работающие в вакууме или гелиевой атмосфере, и ультрадлинноволновые (до 300—400 Å).

Анализаторы рентгеновского излучения [1,2] служат для его разложения в спектр. В коротковолновой и длинноволновой областях применяются кристаллы-анализаторы (см. табл.), а в ультрадлинноволновой — вогнутые дифракционные решетки с числом штрихов на мм от 500 до 1200. Для исследования спектров применяют кристаллы кварца, кальцита, гипса, слюды; для рентгеноспектрального анализа чаще всего используют кристаллы фтористого лития, ADP, EDDT, слюды.

Фокусирующая С. а. р. [1,3] применяется в коротковолновой области спектра по методам Кошуа и Дю-Монда при прохождении рентгеновского излучения через кристалл, а в длинноволновой — по методам Иоганна и Иоганссона (рис. 1). В первых трех из этих методов плоская пластинка изгибается по цилиндрич. поверхности радиуса R ,

Кристаллы-анализаторы.

Кристалл	Индексы hkl	d , Å	Кристалл	Индексы hkl	d , Å
Кварц	(130)	1,1776	Si	(111)	3,1353
	(1120)	2,4514	Каменная соль	(200)	2,8140
	(1011)	3,3363			
	(1010)	4,2460	LiF	(200)	2,009
Кальцит	(211)	3,0294	ADP *	(200)	3,753
Топаз	(303)	1,3528		(110)	5,308
	(200)	2,3198	EDDT **	(020)	4,395
	(002)	4,1870			
Флюорит	(022)	1,927	Гипс	(020)	7,5847
	(111)	3,145			
Ge	(111)	3,2664	Мусковит	(001)	9,9427
Пентаэритрит	(002)	4,358	КАР ***	(100)	13,2

* $N_4H_2PO_4$. ** $C_6H_{14}N_2O_2$. *** $KHC_8H_4O_4$.

а щель располагается на фокальной окружности радиуса $r = \frac{R}{2}$; эти методы дают лишь прилб. фокусировку спектра, хотя и довольно острую.

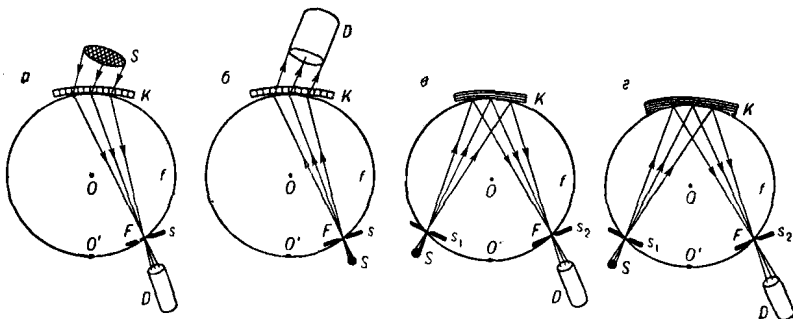


Рис. 1. Геометрия фокусирующей рентгеновской спектральной аппаратуры: а) метод Кошуа, б) метод Дю-Монда, в) метод Иоганна, г) метод Иоганссона; S — источник излучения, s — щель, K — кристалл-анализатор, O' — центр окружности, по к-рой изогнут кристалл, F — фокус для лучей одной длины волны, f — фокальная окружность, O — ее центр, D — детектор. Штриховка кристалла показывает направление отражающих атомных «плоскостей».

В методе Иоганссона после предварительного изгиба пластинки кристалла по радиусу R ее шлифуют по цилиндрич. поверхности радиуса $r = \frac{R}{2}$, что обес-

печивает точную фокусировку спектра на фокальную окружность.

С. а. р. с плоским кристаллом [1,3] применяется по методу Соллера (рис. 2) только для рентгеноспектрального анализа, поскольку обладает ограниченной разрешающей способностью. Спектрограф Зигбана с плоским кристаллом, входной щелью (или лезвием, подведенным почти вплотную к кристаллу) и фоторегистрацией имеет малую светосилу, вследствие чего он вышел из употребления.

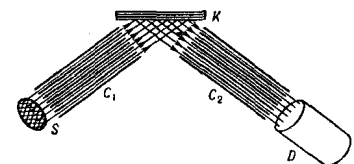


Рис. 2. Геометрия рентгеновского спектрометра с плоским кристаллом по Соллеру. S — источник излучения, K — кристалл-анализатор, D — детектор, C₁ и C₂ — многопластинчатые коллиматоры.

Двукристалльный спектрометр [2]. При последовательной дифракции рентгеновских лучей от двух кристаллов в одном порядке отражения могут быть 2 случая (рис. 3): дисперсия (см. Дисперсия спектрального прибора) либо удваивается по сравнению с дифракцией от одного кристалла (антипараллельное положение), либо равна нулю (параллельное положение). В последнем случае может быть непосредственно исследована разрешающая способность этого прибора, к-рая затем может слу-

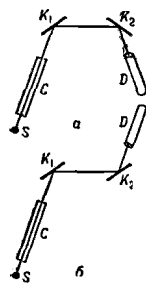


Рис. 3. Геометрия двукристалльного спектрометра: а) антипараллельное положение, б) параллельное положение, S — источник излучения, C — коллиматор, K₁, K₂ — кристаллы, D — детектор.

жить для исправления формы спектров, зарегистрированных в антипараллельном положении. Это позволяет найти истинную форму спектров.

Недисперсионная С. а. р. [1,4], служащая для абсорбционного анализа с использованием интегрального излучения рентгеновской трубки, выпускается в виде рентгеновских фотометров различных конструкций. Они применяются чаще всего для определения содержания примеси тяжелого элемента в растворе. Излучение рентгеновской трубки диафрагмируется, проходит через сосуд с раствором и регистрируется детектором. В фотометрах более сложной конструкции для выделения сравнительно узких участков спектра дополнительно применяется несколько пар сбалансированных фильтров с одинаковым коэфф. пропускания во всех областях спектра, за исключением узкой области между краями поглощения элементов, из к-рых сделаны фильтры каждой пары. Такой фотометр с радиоактивным изотопом в качестве источника первичного излучения (вместо рентгеновской трубки) применяется для флуоресцентного и абсорбционного рентгенорадиометрич. анализа [5]. Недисперсионная С. а. р. с пропорциональным или сцинтилляционным счетчиком в качестве детектора и амплитудным анализатором импульсов применяется для рентгеноспектрального анализа в качестве спектрометров очень высокой светосилы, хотя и с плохой разрешающей способностью.

Рентгеновские датчики состава — С. а. р. с фиксированной настройкой на аналитич. линию определенного элемента — применяются для рентгеноспектрального анализа на промышленных предприятиях. Они бывают: а) одноканальные (для определения одного элемента) с монитором — вторым спектральным каналом, детектор к-рого регистрирует контрольный луч и служит для автоматич. учета возможных изменений интенсивности излучения рентгеновской трубки; б) с парным каналом (для определения одного элемента), в к-ром аналитич. линия регистрируется одним детектором периодически — поочередно от анализируемого и контрольного образцов, что позволяет автоматически учесть не только колебания интенсивности излучения рентгеновской трубки, но и возможную нестабильность детектора и установки, служащей для его питания и усиления импульсов; в) квантометры — многоканальные спектрометры (для одновременного определения нескольких элементов), в к-рых применяют от 8 до 22 каналов дисперсионного или недисперсионного типа.

Рентгеновские спектрометры [1, 3, 6], обеспечивающие возможность сканирования вдоль спектра, выпускают разных типов: а) простые, одноканальные с монитором или парным каналом, и двухканальные, — как прецизионные для исследования спектров, так и светосильные для аналитич.

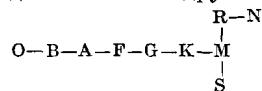
целей; б) двухканальные с программированием хода сканирования, обеспечивающим автоматич. остановки спектрометра на 12—24 аналитич. линиях, заданную выдержку на каждой из них и другие требуемые параметры электронной регистрирующей установки, а также печатание числа импульсов, зарегистрированных на каждой линии; эти спектрометры позволяют автоматически провести анализ последовательно на 12—24 элемента; в) квантометры (см. выше), в к-рых каждый канал может быть вручную настроен на любой из неск. десятков элементов, после чего количеств. анализ может быть проведен одновременно на выбранные 8—22 элемента; г) микроанализаторы, в к-рых источник первичного рентгеновского излучения состоит из эмиссионной пучки с очень острой фокусировкой катодного пучка магнитными линзами (см. Электронные линзы); это обеспечивает возбуждение рентгеновских лучей исследуемого образца на участке линейными размерами 1—2 μ . Микроанализаторы позволяют либо сканировать вдоль спектра в выбранной точке образца, либо для выбранной точки спектра сканировать вдоль одного направления образца. Нек-рые микроанализаторы позволяют получить на экране кинескопа увеличенное изображение квадратного участка поверхности образца (линейными размерами 400—450 μ) в монохроматич. лучах определенной линии спектра; это дает возможность изучать распределение отдельного элемента по поверхности образца.

Лит.: 1) Б л о х и н М. А., Методы рентгено спектральных исследований, М., 1959; 2) е г о ж е, Физика рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1957; 3) В а й н ш т е й н Э. Е., Светосильная аппаратура для рентгеноспектрального анализа, М., 1957; 4) Л и б х а ф с к и Х. А. [и др.], Применение поглощения и испускания рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1964; 5) Я к у б о в и ч А. Л., Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры, М., 1963; 6) С у м б а е в О. И., Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры, М., 1963; Б о р о в с к и й И. Б., Физические основы рентгеноспектральных исследований, М., 1956.

М. А. Блохин.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ ЗВЕЗД — классы звезд, установленные по особенностям их спектров. Большинство звезд обладает непрерывным спектром, на к-рый налагаются темные линии поглощения; у нек-рых типов звезд в спектре видны также и яркие линии (по-видимому, возникающие в оболочках звезд). Различия в спектрах звезд обуславливаются различием в физ. свойствах их атмосфер, в основном темп-ры и давления (определяющих степень ионизации атомов). Вид спектра зависит также от наличия магн. и электр. полей, различий в хим. составе, вращения звезд и др. Общепринята гарвардская спектр. классификация звездных спектров, основанная на оценках относит. интенсивности и вида спектр. линий, а не на распределении энергии в непрерывном спектре, т. к. последнее может сильно искажаться поглощением межзвездного газа.

Основные спектр. классы с десятичными подразделениями между ними (обознач. цифрами после буквенного обознач. класса) образуют непрерывную последовательность от О до М с ответвлением с одной стороны к звездам R—N и с другой к S:



В спектрах классов О и В наблюдаются как линии поглощения, так и линии излучения: у класса О линии: H_I, HeI, HeII, OIII, NIII, CIII; у класса В линии: H_I, HeI, CII, NII, OII, FeIII, MII. Линии водорода достигают макс. интенсивности в классе А, где линии HeI исчезают. Далее у членов последовательности линии водорода слабеют, а линии металлов усиливаются. У звезд класса G выделяются линии H и K ионизован-

ного кальция, «полоса G» (наложение атомных линий и молекулярных полос). У звезд класса M преобладают полосы окиси титана. Спектры звезд R — N содержат сильные полосы соединений углерода, а S — циркония.

Спектр. последовательность одновременно является и цветовой: звезды O — B — голубые, A — F — белые, G — желтые, K — оранжевые, M, R, N, S — красные. Темп-ра поверхности звезд вдоль последовательности меняется от 30 000°(O) до 3 000°(M); у горячих голубых и белых звезд максимум интенсивности непрерывного спектра находится в ультрафиолетовой части спектра. Показатели цвета звезд в зависимости от спектр. класса и темп-ры приведены в табл. 2 ст. *Звезды*.

По мере перехода от холодных звезд к горячим линии нейтральных элементов ослабевают и заменяются линиями ионизованных. Т. к. при неизменной темп-ре интенсивность линии поглощения возрастает с уменьшением давления, существует различие в спектрах звезд с плотными атмосферами (звезды-карлики) и протяженными разреженными атмосферами (звезды-гиганты и сверхгиганты). Добавочными индексами, стоящими перед обозначением спектра — d (карлик), g (гигант), s (сверхгигант), характеризуется тип звезд, обладающий данным спектром, напр. dG2 (Солнце). Пользуются также следующими характеристиками спектров: n — линии широки и размыты, s — линии узки и резки, e — имеются яркие линии, p — имеются неправильности. Эти индексы ставятся после обозначения спектра. Согласно более совр. Йерской классификации, спектру звезд одновременно приписываются гарвардский спектр. класс и класс светимости (I — сверхгиганты, II — яркие гиганты, III — гиганты, IV — субгиганты, V — карлики, т. е. звезды главной последовательности). Характеристики I — IV позволяют определять расстояние до звезд по их спектрам и видимым звездным величинам (т. н. спектр. параллаксы).

Лит.: 1) Мустель Э. Р., Звездные атмосферы, М., 1960; 2) Унзольд Л., Физика звездных атмосфер, пер. с нем., М., 1949. А. Г. Масевич.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ — узкие, почти монохроматич. участки в спектрах излучения или поглощения вещества, положение к-рых приближенно может быть охарактеризовано одной частотой. В обычных условиях отношение ширины С. л. к частоте $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-3} - 10^{-8}$. Спец. способами (эффект Мёсбауэра, методы квантовой радиофизики и др.) можно получать очень узкие С. л.: $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-15}$. Наблюдаемая ширина С. л. определяется также свойствами спектрального прибора. См. *Монохроматический свет*, *Ширина спектральных линий*.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ матричных элементов матрицы рассеяния S или Грина функций полей (в квантовой теории поля) — интегральные представления типа Коши интеграла. С. п. играют большую роль в аксиоматич. подходе к квантовой теории поля, в рамках к-рого построение матрицы рассеяния осуществляется без конкретных предположений о взаимодействии, присущих гамилтонову формализму. Особенно важны С. п., к-рые удается получить на основе только самых общих положений квантовой теории поля, таких как требования микропричинности, унитарности, релятивистской инвариантности и предположения о спектре масс. Так, напр., для ф-ции Грина $G(x-y)$ ур-ния скалярного поля $\phi(x)$ частиц массы m

$$G(x-y) = i \langle 0 | T(\phi(x) S \phi(y)) | 0 \rangle = (2\pi)^{-4} \int e^{ip(x-y)} \tilde{G}(p) d^4p \quad (1)$$

(S — матрица рассеяния, T — символ хронологич. упорядочивания) установлено на этой основе важное

С. п. Лемана — Челлена (Lehmann, Källén):

$$\tilde{G}(p) = \frac{1}{m^2 - p^2 - i\varepsilon} + \int_{4m^2}^{\infty} \frac{I(z) dz}{z - p^2 - i\varepsilon}. \quad (2)$$

Здесь $I(z)$ — неотрицат. ф-ция, описывающая распределение масс возможных состояний поля, — спектральная плотность масс, к-рая выражается через матричные элементы S -матрицы.

В общем случае вся информация о взаимодействии частиц содержится в матричных элементах S -матрицы, относящихся к переходу из состояния i невазимодействующих начальных частиц в состояние f невазимодействующих конечных частиц с 4-импульсами $p_1, \dots, p_i$ и $p_{i+1}, \dots, p_f$. Приняв во внимание закон сохранения 4-импульса (и др. следствия релятивистской инвариантности), такой матричный элемент можно записать в виде:

$$\langle f | S | i \rangle = \delta_{fi} - 2\pi i \delta^4 \left(\sum_{(i)} p_k - \sum_{(f)} p_k \right) \prod_{(i, f)} (2E_k)^{-1/2} T_{fi},$$

где амплитуда T_{fi} перехода $i \rightarrow f$ — скалярная ф-ция 4-импульсов p_k и поляризаций λ_k начальных и конечных частиц. Зависимость T_{fi} от поляризаций можно полностью выделить, представив T_{fi} в виде суммы членов вида $\Lambda_{fi}(p_k, \lambda_k) \cdot M_{fi}(p_k)$, причем Λ_{fi} — определенные матричные элементы лоренц-инвариантных комбинаций, составленных из спиновых операторов. С. п. строятся для скалярных ф-ций M_{fi} , называемых инвариантными амплитудами перехода $i \rightarrow f$. Зависимость M_{fi} от своих аргументов носит динамич. характер, и ее существенные черты отражаются в аналитич. свойствах M_{fi} . В частном случае, когда i и f в начальном и в конечном состоянии имеются по одной частице, $M_{fi} \equiv M_{11}$ связана с ф-цией Грина в (2) соотношениями:

$$\tilde{G}(p) = (m^2 - p^2 - i\varepsilon)^{-1} + (m^2 - p^2 - i\varepsilon)^{-2} M_{11}(p^2), \\ I(p^2) = (p^2 - m^2)^{-2} \text{Im } M_{11}(p^2).$$

Ряд существенных сведений об аналитич. структуре M_{fi} может быть получен из общих положений квантовой теории поля, не зависящих от конкретной модели взаимодействия.

Прежде всего использование микропричинности и нек-рых предположений о свойствах спектра масс приводит к утверждению, что всякая инвариантная амплитуда является нек-рым граничным значением аналитич. ф-ции, зависящей только от лоренц-инвариантных комбинаций 4-импульсов p_k . Это граничное значение получается, когда квадрат полной энергии

$$s = \left(\sum_{(i)} p_k \right)^2 = \left(\sum_{(f)} p_k \right)^2$$

стремится к действит. оси сверху из области аналитичности, где он комплексен и имеет положительную мнимую часть: $s = \text{Re } s + i\varepsilon$, $\varepsilon \rightarrow +0$. Инвариантные амплитуды обладают, кроме того, свойством перекрестной симметрии. Оно состоит в том, что амплитуды различных каналов процесса взаимодействия $(i+f)$ частиц, т. е. амплитуды, описывающие переходы с различным распределением данных $(i+f)$ частиц на начальные и конечные, являются различными граничными значениями одной общей аналитич. ф-ции F . Амплитуда $M_{(a)}$ каждого канала (a) получается из F , когда один из аргументов F — квадрат полной энергии в данном канале, s_a устремлен к действит. оси сверху, а остальные аргументы принимают значения в физич. области канала.

Далее, условие унитарности S -матрицы позволяет установить, где $\text{Im } F$ заведомо отлична от нуля. В каждом канале (a) инвариантная амплитуда $M_{(a)}$ как ф-ция s_a имеет полюсы, соответствующие возможным одночастичным состояниям, и («физический») разрез, соответствующий многочастичным состояниям в этом канале. Характеристики этих особенностей — вычеты в полюсах и скачки на физич. разрезах — могут быть определены через матричные элементы S -матрицы с помощью той же унитарности. Напр., т. н. абсорбционная часть амплитуды (т. е. скачок амплитуды на физич. разрезе) равна

$$\Delta M_{fi} \equiv M_{fi}(s+i\varepsilon) - M_{fi}(s-i\varepsilon) = \\ = \sum_n \int d\Gamma_n M_{fn}(s+i\varepsilon) M_{in}^*(s-i\varepsilon),$$

где в правой части проводится суммирование по всем возможным промежуточным состояниям (n) и интегрирование по фазовому объему в пространстве импульсов каждого состояния. Если иных особенностей, кроме требуемых унитарностью, у M_{fi} нет, интеграл Коши в комплексной плоскости s_a и представляет собой С. п. для $M_{fi}(s_a)$. Такая простая структура особенностей и составляет отличие С. п. от более общих дисперсионных соотношений. Как показывают результаты исследований амплитуды переходов с $i+f \geq 3$, в частности примеры из теории возмущений, дисперсионные соотно-

шения для амплитуд этих переходов могут иметь т. н. аномальные разрывы, скачки на к-рых не определяются по условию унитарности. В частности, для амплитуды упругого рассеяния M_{22} на основе общих положений теории удалось доказать лишь С. п. по квадрату полной энергии s при существенных ограничениях на остальные аргументы M_{22} , квадраты масс частиц и инвариантную передачу импульса t . Однако ввиду их ясного физич. смысла С. п. Манделштам предложил принять без доказательства двойные С. п. по s и t для M_{22} , хотя бы как основу простой теоретич. модели процесса взаимодействия. Если для описания перехода частиц 1, 2 в частицы 3, 4 ввести инвариантные переменные

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_3)^2, \quad u = (p_1 - p_4)^2,$$

причем s, t, u связаны соотношением

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2$$

и являются квадратами полной энергии в каналах, где в качестве начальных выступают соответственно частицы 1 и 2, 1 и 3, 1 и 4, то т. н. двойное С. п. Манделштама приобретает вид:

$$M_{22} = F(s, u, t) = \frac{1}{\pi^2} \int_{s_0}^{\infty} ds' \int_{t_0}^{\infty} dt' \frac{\rho_1(s', t')}{(s' - s - i\epsilon)(t' - t - i\epsilon)} + \\ + \frac{1}{\pi^2} \int_{t_0}^{\infty} dt' \int_{u_0}^{\infty} du' \frac{\rho_2(t', u')}{(t' - t - i\epsilon)(u' - u - i\epsilon)} + \\ + \frac{1}{\pi^2} \int_{u_0}^{\infty} du' \int_{s_0}^{\infty} ds' \frac{\rho_3(u', s')}{(u' - u - i\epsilon)(s' - s - i\epsilon)}.$$

Интегрирование здесь ведется от физич. порогов — квадрата суммы масс нижнего промежуточного состояния в соответствующих каналах. Такое С. п. обнаруживает перекрестную симметрию в самом виде записи. Для описания амплитуд всех трех каналов применяется одна ф-ция $F(s, t, u)$, в частности одни и те же определяющие ее спектральные плотности ρ_k . Переход, напр., от амплитуды s -канала к амплитуде t -канала осуществляется заменой s на t , а t на s . Это соответствует тому, что частица 2 заменена на античастицу 3, а частица 3 — на античастицу 2 в самом процессе. С. п. Манделштама послужило основой многих исследований процессов *сильных взаимодействий*.

Лит.: 1) Новый метод в теории сильных взаимодействий. Сб. статей, пер. с англ., под ред. А. М. Бродского, М., 1960; 2) Боголюбов Н. Н. [и др.], Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958. В. П. Павлов.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ — оптич. приборы для разложения в спектр по длинам волн (или частотам) электромагнитного излучения оптич. диапазона (от мягкого рентгеновского излучения до далекой инфракрасной области) и для исследования этих спектров.

По способу разложения излучения в спектр С. п. разделяются на несколько классов. 1) С. п. с пространственным разложением, в к-рых излучения различных длин волн разделяются по направлению. 2) С. п. с амплитудной модуляцией, в к-рых анализ спектрального состава излучения осуществляется за счет изменения разности хода интерферирующих лучей, в результате чего изменяется интенсивность света в заданном направлении в зависимости от длины волны. 3) Фурье-спектрометры, в к-рых непосредственно измеряется интегральное (по длинам волн) излучение как ф-ция разности хода и разложение в спектр осуществляется Фурье-преобразованием измеренных данных. Обычно, в этих С. п. разность хода изменяется непрерывно и тогда в приемнике излучения возникают сигналы различной частоты, величина к-рой зависит от длины волны (поэтому такие С. п. также наз. С. п. с частотной модуляцией). Непосредственно регистрируемый приемником суммарный сигнал является Фурье-преобразованием исследуемого излучения и для получения обычного спектра (т. е. Фурье-разложения) необходимо обратное Фурье-преобразование. 4) К С. п. можно отнести также различного рода *светофильтры*, к-рые позволяют выделять из исследуемого излучения узкие спектральные участки.

С. п. с пространственным разложением (рис. 1) состоят из входного *коллиматора*, выходного *коллиматора* (или *камеры*), диспергирующего элемента и

фокусирующей оптики. Объектив входного коллиматора O_1 образует параллельный пучок спектрально-неразложенного излучения и направляет его на диспергирующий элемент, к-рый преобразует этот пучок

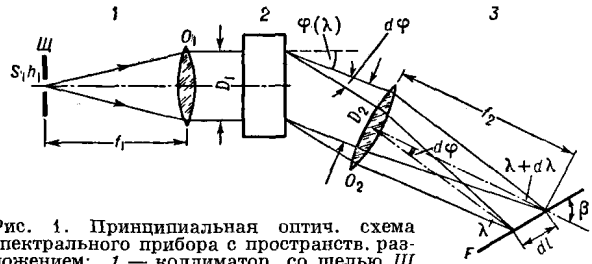


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема спектрального прибора с пространственным разложением: 1 — коллиматор со щелью Ш (шириной S_1 и высотой h_1) и объективом O_1 (с фокусным расстоянием f_1); 2 — диспергирующий элемент; 3 — камера с объективом O_2 (фокусное расстояние f_2), F — фокальная плоскость (плоскость спектра); D_1 и D_2 — ширина световых пучков, β — угол между плоскостью спектра и оптич. осью объектива O_2 .

в систему параллельных пучков, выходящих из диспергирующего элемента под различными углами $\varphi(\lambda)$, зависящими от длины волны. Камерный объектив O_2 фокусирует отдельные параллельные пучки и образует в фокальной плоскости F совокупность изображений входной щели S_1 в различных длинах волн, т. е. осуществляется пространств. разложение излучения в спектр.

Диспергирующими элементами служат *спектральные призмы*, действие к-рых основано на явлении дисперсии света, а также *интерференционные приборы* (*дифракционные решетки*, *Льюмера — Герке пластинки*, *Майкельсона эшелон*, *Интерферометр Фабри — Перо*), действие к-рых основано на интерференции когерентных лучей, образующихся в этих приборах (см. также *Интерферометр*, *Интерференционные спектрометры*). В зависимости от типа применяемого диспергирующего элемента различают: *призмные*, *дифракционные* и *интерференционные* С. п.

В качестве фокусирующей оптики применяются линзовые объективы, а также вогнутые сферич. и парабол. зеркала. В дифракционных С. п. с вогнутой дифракционной решеткой объективы коллиматоров отсутствуют, т. к. фокусирующее действие осуществляется самой решеткой.

Характер зависимости угла φ (рис. 1) от длины волны λ различен для различных диспергирующих элементов. В призмных С. п. происходит образование лишь одного спектра, и φ однозначно связано с λ . В дифракц. и интерференц. С. п. образуется несколько спектров различных порядков, к-рые могут частично перекрываться, т. е. φ неоднозначно связано с λ (под данным углом φ могут идти пучки различных длин волн); для устранения наложения спектров различных порядков необходима дополнительная монохроматизация исследуемого излучения, обычно осуществляемая с помощью светофильтров или призмных С. п.

Анализ образующегося в С. п. спектра сводится к измерению его энергии в зависимости от λ . Метод анализа — визуальный, фотографический, фотоэлектрический или тепловой — определяется применяемым *приемником излучения*. В соответствии с методом регистрации различают визуальные С. п., или *спектрографы* (наблюдение спектра глазом), *спектрографы* (фотографирование спектра на фотопластинку), *спектрометры* (измерение потока излучения, выходящего из щели, расположенной в фокальной плоскости камерного объектива, см. *Монохроматоры*).

Основные спектральные характеристики С. п.: дисперсия спектрального прибора (угловая $d\varphi/d\lambda$ и линейная $dl/d\lambda$); разрешающая способность (разрешающая сила); область дисперсии (для интерференц. С. п.) — спектральный интервал, при котором не происходит наложения спектров соседних порядков; светосила С. п., обладающие большей угловой дисперсией, позволяют более точно измерять длину волны спектральных линий и получать при равных геометрич. параметрах С. п. и равной разрешающей силе большую величину потока спектрально разложенного излучения (см. ниже).

Разрешающая способность С. п. $R = \lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — разность двух длин волн, к-рые еще можно различить (разрешить) с помощью данного С. п. Величина R для С. п. (как и в случае др. оптич. приборов) определяется его *аппаратной функцией*, случайными ошибками измерения («шумами»), а также критерием, к-рый устанавливает, что значит различить 2 близкие линии в спектре.

Аппаратная ф-ция $a(x)$ С. п. — наблюдаемое распределение энергии в спектре, полученное с данным С. п. при монохроматич. излучении; ее форма и ширина определяется дифракцией на апертурных диафрагмах (к-рыми обычно являются диспергирующие элементы) оптич. системы С. п., aberrациями фокусирующей оптики С. п., конечной шириной входной (а в случае монохроматоров и выходной) щели, рядом параметров регистрирующей системы (напр., светорассеянием в фотоэмульсии при фотографич. регистрации спектра, инерционностью приемно-усилительной системы в случае фотоэлектрич. регистрации и пр.).

Из-за конечной ширины аппаратной ф-ции реальных С. п. наблюдаемое распределение энергии в спектре $f(\lambda)$ отличается от истинного распределения энергии $\varphi(\lambda)$ в спектре исследуемого излучения: $f(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x) a(\lambda - x) dx$, т. е. спектральное разложение,

полученное с помощью реальных С. п., отличается от идеального Фурье-разложения исследуемого излучения. С. п. вносит, т. о., систематич. искажения в наблюдаемый спектр.

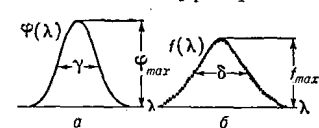


Рис. 2. Истинный $\varphi(\lambda)$ (а) и наблюдаемый $f(\lambda)$ (б) контур спектральной линии; γ и δ — ширина линии.

Так, при регистрации линий излучения ширина наблюдаемой спектральной линии δ , вообще говоря, всегда больше истинной ширины линии γ и соответственно: $f_{\max} < \varphi_{\max}$ (рис. 2). Величина аппаратных искажений зависит от соотношения между γ и шириной аппаратной ф-ции a , а также от формы истинного контура спектральной линии и контура аппаратной ф-ции:

$$\begin{aligned} \text{при } \gamma \gg a & \quad \delta \approx \gamma & f_{\max} \approx \varphi_{\max}, \\ \text{при } \gamma \approx a & \quad \delta > \gamma & f_{\max} < \varphi_{\max}, \\ \text{при } \gamma \ll a & \quad \delta \approx a & f_{\max} \ll \varphi_{\max}. \end{aligned}$$

Помимо систематич. искажений спектра, имеют место также случайные искажения или ошибки, связанные с различного рода флуктуационными процессами («шумами»), в частности с шумами в приемнике излучения, к-рые определяют точность измерения энергии в регистрируемом спектре. В результате действия шумов регистрируемая спектральная линия имеет не гладкую (рис. 2, а), а зубчатую форму (рис. 2, б). При определении разрешающей способности С. п. необходимо учитывать совместное действие аппаратной ф-ции и шумов приемника.

Существует много разнообразных критериев разрешения, определяющих минимальную разность двух монохроматич. излучений, к-рые могут быть различены на основании анализа результирующего распределения с помощью данного приемника излучения.

Наиболее распространен критерий разрешения (особенно при сопоставлении R различных С. п.), основанный на существовании некоего минимума («провала») в центре результирующего распределения

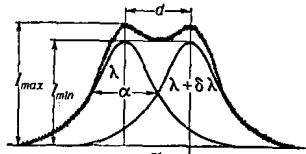


Рис. 3. Наблюдаемое распределение интенсивности в спектре при наложении двух близких длин волн λ и $\lambda + \delta\lambda$, если расстояние между центрами линий d равно ширине аппаратной ф-ции a . Критерий разрешения — существование минимума в середине наблюдаемого распределения.

Согласно этому критерию две монохроматич. линии λ и $\lambda + \delta\lambda$ одинаковой интенсивности считаются разрешенными, если расстояние между их центрами (рис. 3) равно ширине аппаратной ф-ции С. п. a . При этом в результирующем распределении будет «провал» $\Delta = (I_{\max} - I_{\min})/I_{\max}$, величина к-рого зависит от формы аппаратной ф-ции; «провал» может быть обнаружен, если его величина больше среднего квадратичного значения случайных ошибок измерения. В случае дифракц. аппаратной ф-ции $a(\xi) = A_0 (\sin \xi/\xi)^2$, $\Delta = 2\%$; для аппаратной ф-ции Гауссовой формы $a(\xi) = A_0 e^{-\xi^2}$, $\Delta = 3\%$; дисперсионной формы $a(\xi) = A_0/(1 + \xi^2)$, $\Delta = 17\%$; для щелевой (прямоугольной) и треугольной аппаратных ф-ций $\Delta = 0$; к этому же критерию относятся и критерий Релея, где $\Delta = 20\%$ (см. *Спектральные призмы*).

Выразив ширину аппаратной ф-ции в спектроскопич.

единицах, напр. в длинах волн $\delta\lambda = a \frac{d\lambda}{d\lambda}$, получим

выражение для разрешающей силы С. п. в виде $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda}{a} \frac{d\lambda}{d\lambda} = \frac{\lambda}{a} f_2 \frac{d\varphi}{d\lambda}$. В ряде случаев вели-

чины a и $d\lambda/d\lambda$ оказываются связанными, так что изменение одной из них приводит к изменению другой. В тех же случаях, когда a и $d\lambda/d\lambda$ не зависят друг от друга (напр., при $a = \text{const}$), увеличением линейной дисперсии можно достичь увеличения разрешающей способности. Так, в случае фотографич. регистрации спектра практич. разрешающая сила определяется С. п., если разрешающая способность фотослоя $R_{\Phi} = \frac{\lambda}{a_{\Phi}} \frac{d\lambda}{d\lambda}$ (a_{Φ} — ширина аппаратной

ф-ции фотослоя) больше разрешающей способности С. п. $R_{\text{сп}}$. Для призмных и дифракционных спектрографов теоретическая (релеевская) разрешающая

сила определяется величиной $R_{\text{сп}} = D_2 d\varphi/d\lambda$ (D_2 — сечение пучка, выходящего из диспергирующего элемента), и тогда условие $R_{\Phi} > R_{\text{сп}}$, или $\frac{\lambda}{a_{\Phi}} f_2 \frac{d\varphi}{d\lambda} >$

$D_2 \frac{d\varphi}{d\lambda}$, накладывает ограничение на относит. отверстие камерного объектива спектрографа: $D_2/f_2 < \lambda/a_{\Phi}$.

В спектрографах с светосильными камерными объективами $D_2/f_2 = 1/4.5 - 1/10$ (для $\lambda = 5000 \text{ Å}$ и $a_{\Phi} = 0,02 \text{ мм}$ $D_2/f_2 > 1/40$) теоретич. разрешающая сила С. п. не реализуется. Только в спектрографах с большой линейной дисперсией (большое f_2 и, следовательно, малое D_2/f_2) может быть реализована теоретич. разрешающая сила С. п.

Светосила С. п. Интенсивность спектра, образующегося в С. п., определяется спектральной яркостью источника излучения $B(\lambda)$, геометрич. и спектроскопич. характеристиками С. п., а также коэфф.

пропускания С. п. ϵ_λ , обусловленного потерями в С. п. (потери при отражении на поверхностях оптич. деталей, поглощением в материале оптич. деталей и пр.).

В случае визуальных С. п. интенсивность наблюдаемого глазом спектра определяется освещенностью, создаваемой на сетчатке глаза при рассматривании через окуляр.

При фотографической регистрации спектра величина почернения на фотопластинке определяется освещенностью изображения. В случае спектральной линии, ширина к-рой γ много меньше спектральной ширины $\delta\lambda = S_1 d\lambda/dl$ изображения входной щели S_1 , освещенность в центре изображения

$$E_\lambda(0) = \epsilon_\lambda B_\infty \Omega_2, \text{ где } B_\infty = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\lambda) d\lambda - \text{интегральная}$$

яркость спектральной линии, $\Omega_2 = \sigma_2/f_2^2$ — телесный угол и σ_2 — площадь сечения пучка, выходящего

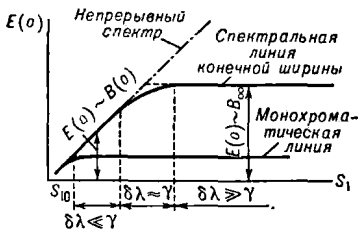


Рис. 4. Зависимость освещенности $E(0)$ в центре изображения спектральных линий от ширины щели S_1 .

из камерного объектива; величина Ω_2 зависит от λ поскольку σ_2 зависит от углового увеличения, к-рое в свою очередь зависит от угла выхода из диспергирующего элемента. При $S_1 > S_{10} = f_1 \lambda / D_1 E_\lambda(0)$ не зависит от S_1 (здесь S_{10} — «нормальная» ширина щели, т. е. ширина, при к-рой щелевая

аппаратная ф-ция переходит в дифракционную). При $S_1 < S_{10}$ освещенность $E_\lambda(0)$ уменьшается (рис. 4).

Освещенность непрерывного спектра $E_n = \epsilon_\lambda \bar{B}(\lambda) \Omega_2 d\lambda = \epsilon_\lambda \bar{B}(\lambda) \Omega_2 \frac{S_1}{f_1 d\lambda/dl} W$, где $d\lambda = S_2 d\lambda/dl$ и $S_2 = S_1 f_2 W / f_1$, W — угловое увеличение, $\bar{B}(\lambda)$ — среднее значение яркости на участке спектра $d\lambda$. Для $S_1 > S_{10} E_n$ пропорциональна S_1 (рис. 4), но при увеличении S_1 вместе с увеличением E_n ухудшается «чистота» непрерывного спектра, т. е. увеличивается величина интервала длин волн $d\lambda = S_2 d\lambda/dl$, перекрывающихся в каждой данной точке непрерывного спектра.

В случае спектральных линий конечной ширины $E(0)$ зависит от S_1 более сложно (рис. 4). При $\delta\lambda \ll \gamma$ $E(0) = \epsilon_\lambda \bar{B}_0 \delta\lambda$, т. е. линейно зависит от S_1 (т. к. $\delta\lambda \sim S_1$), как и в случае непрерывного спектра. При этом $\bar{B}_0 \approx B_0$, где B_0 — яркость в максимуме линии. При $\delta\lambda \gg \gamma$ имеем $E(0) = \epsilon_\lambda B_\infty \Omega_2 = \text{const}$, т. е. не зависит от S_1 и пропорционально B_∞ . В переходной области $\delta\lambda \approx \gamma$ вид кривой $E(0) = f(S_1)$ зависит от формы контура спектральной линии, а положение этой области зависит от ширины линии γ .

При применении интерферометра Фабри—Перо как С. п. с пространств. разложением, положение спектральных линий определяется ф-цией пропускания, т. е. зависимостью разности хода $\Delta = 2t\mu \cos\theta = m\lambda$ от θ и λ . При этом ширина аппаратной ф-ции не зависит от ширины щели и определяется только коэфф. отражения зеркал ρ . Интенсивность же спектральных линий определяется площадью пластин и величиной $T_{\max} = [q/(q+p)]^2$, к-рая является коэфф. пропускания интерферометра, где q — коэфф. пропускания, p — коэффициент поглощения отражающих покрытий; причем $\rho + q + p = 1$.

При фотоэлектрической регистрации спектра величина сигнала, возникающего в приемнике излучения, определяется полным потоком излучения, выходящего из выходной щели моно-

хроматора и падающего на приемник излучения. В случае призмного или дифракц. монохроматора и линейчатого спектра величина потока, выходящего из монохроматора при $S_1 > S_{10}$, равна

$$\Phi_\lambda = \epsilon_\lambda B_\infty \sigma_2 \beta_1 \delta\lambda d\varphi/d\lambda = \epsilon_\lambda B_\infty \sigma_2 \beta_1 (\lambda/R) (d\varphi/d\lambda)$$

(см. *Монохроматоры*), где $d\lambda = S_2 d\lambda/dl$, $\beta_1 = h_1/f_1$, σ_2 — площадь сечения пучка, выходящего из диспергирующей системы, $R = \lambda/\delta\lambda$. При этом предполагено, что ширина S_2 и высота h_2 выходной щели равны ширине и высоте изображения входной щели $S_1 h_1$.

Для непрерывного спектра

$$\Phi_n = \epsilon_\lambda B(\lambda) \sigma_2 \beta_1 (\delta\lambda)^2 d\varphi/d\lambda = \epsilon_\lambda B(\lambda) \sigma_2 \beta_1 \frac{\lambda^2}{R^2} \frac{d\varphi}{d\lambda}.$$

В обоих случаях светосила монохроматора одинаково зависит от геометрич. параметров σ_2 и β_1 , а также от коэфф. пропускания ϵ_λ и угловой дисперсии $d\varphi/d\lambda$. При этом величина угловых размеров высоты щели $\beta_1 = h_1/f_1$ ограничивается ростом внесевых aberrаций (увеличивающих ширину аппаратной ф-ции).

Представляет интерес сопоставить светосилу различных С. п. при одном и том же значении R и равных геометрич. размерах диспергирующих элементов.

В случае призмного монохроматора выражение для потока (при линейчатом спектре) может быть преобразовано к виду: $\Phi_n = \epsilon_n B_\infty \beta_1 A_n \frac{\lambda}{R_n} \frac{dn}{d\lambda}$, где A_n —

площадь основания призмы, $dn/d\lambda$ — дисперсия материала призмы, R_n — ее разрешающая способность. В случае дифракц. монохроматора, построенного по автоколлимат. схеме или близкой к ней ($\psi \approx \varphi$, см. *Дифракционная решетка*),

$$\Phi_p = \epsilon_p B_\infty \beta_1 (\lambda/R_p) A_p \left(2 \frac{\sin \varphi}{\lambda}\right),$$

где A_p — площадь решетки, φ — угол дифракции. Положив: $A_n = A_p$, $R_n = R_p$, $\epsilon_n = \epsilon_p$ и $\varphi = 30^\circ$, получим для отношения потоков: $P = \Phi_n/\Phi_p = \lambda dn/d\lambda$. Расчет показывает, что для различных известных материалов и областей спектра величина $P < 1$, т. е. дифракционная решетка имеет преимущество в светосиле перед призмой. Для большинства известных материалов $P < 0,13$, достигая в области $0,5-4 \mu$ значения $P = 0,01-0,02$. Равенство $\epsilon_n = \epsilon_p$ может быть достигнуто лишь при применении эшелетта, концентрирующего энергию в определенном порядке спектра. Кроме того, практически обычно реализуется случай $A_p > A_n$, что дает дополнит. преимущество для дифракц. решетки.

Если же сравнить призмный и дифракц. спектрометры при одном и том же отношении сигнал/шум, т. е. при равных потоках, то дифракционный спектрометр позволяет получить значительно большую разрешающую силу: $R_p/R_n = 1/P$, при $P = 0,1-0,01$ разрешающая сила выше в 10—100 раз.

При применении интерферометра Фабри—Перо в схеме с амплитудной модуляцией (рис. 5) в фокальной плоскости входного и выходного коллиматоров и на их общей оси устанавливаются диафрагмы с круглыми отверстиями, диаметры к-рых берутся равными ширине аппаратной ф-ции интерферометра Фабри—Перо. При изменении расстояния между зеркалами t или при изменении показателя преломления среды μ

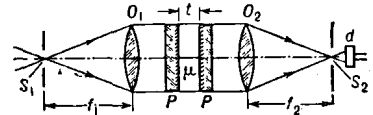


Рис. 5. Схема сканирующего интерферометра Фабри—Перо как С. п. с амплитудной модуляцией. S_1 и S_2 — круглые диафрагмы входного и выходного коллиматоров; P, P — пластины воздушного интерферометра Фабри—Перо; t — расстояние между зеркальными плоскостями; d — приемник излучения; μ — коэфф. преломления среды между зеркалами.

изменяется разность хода $\Delta = 2\mu = m\lambda$, а следовательно, и величина потока, выходящего из выходной диафрагмы в зависимости от длины волны λ . Величина потока $\Phi_{\text{и}} = 3,4 T_{\text{max}} B_{\infty} A_{\text{и}} / R_{\text{э}}$, где T_{max} — коэфф. пропускания интерферометра, эквивалентный коэфф. пропускания ε_p в случае решетки или призмы, $A_{\text{и}}$ — площадь апертурной диафрагмы интерферометра (площадь зеркала), $R_{\text{э}}$ — эффективная разрешающая сила, равная 0,7 от релеевской.

Сравним светосилу интерферометра Фабри — Перо и дифракц. монохроматора при равных разрешающих силах $R_{\text{э}} = R_p$, равных площадях $A_{\text{и}} = A_p$ и $T_{\text{max}} = \varepsilon_p$ (последнее выполняется при диэлектрич. многослойных зеркалах, когда $T_{\text{max}} \approx 0,7$). Отношение потоков $G = \Phi_{\text{и}} / \Phi_p = 3,4 / \beta_1$, т. е. определяется угловыми размерами высоты щели $\beta_1 = h_1 / f_1$ дифракц. монохроматора. Обычно $\beta_1 = 0,1 - 0,01$ и, следовательно, интерферометр Фабри — Перо дает значительный (от 35 до 350 раз) выигрыш в светосиле, а при равных отношениях сигнал/шум дает такой же выигрыш в разрешающей силе $R_{\text{э}} / R_p = 1/G$. Реально A_p может быть больше $A_{\text{и}}$ и величина $G = 3,4 A_{\text{и}} / \beta_1 A_p$ несколько уменьшится, но все же $G > 1$.

Интерферометр Майкельсона, используемый как С. п. с амплитудной модуляцией (СИСАМ, рис. 2 в ст. *Интерферометр Майкельсона*), имеет при равной разрешающей силе такую же светосилу, как и интерферометр Фабри — Перо, т. е. он также имеет преимущество в светосиле по сравнению с дифракционным и призмённым спектрометрами. Однако выигрыш в отношении сигнал/шум СИСАМ дает лишь в том случае, если регистрируемые шумы определяются лишь шумами приемника, т. е. если их величина не зависит от величины полного потока радиации, попадающего на приемник (что, напр., имеет место в инфракрасной области спектра).

В С. п. с частотной модуляцией или в Фурье-спектрометре (см. *Интерферометр Майкельсона*) геометрич. параметры, определяющие светосилу, такие же, как и в интерферометре Фабри — Перо или СИСАМе, т. к. все они имеют одну и ту же геометрию. Однако в Фурье-спектрометре осуществляется одновременная регистрация всех спектральных линий (подобно фотографич. методу), в то время как во всех других спектрометрах спектр сканируется последовательно — линия за линией. Поэтому Фурье-спектрометр дает значительный выигрыш во времени регистрации спектра, а при одном и том же времени регистрации позволяет получить выигрыш (в 10^2 и 10^3 раз) в отношении сигнал/шум (а следовательно и в светосиле) при равной разрешающей способности. Однако здесь, как и в случае СИСАМа, этот выигрыш будет иметь место, если регистрируемый шум определяется шумами приемника, а не фотонным шумом, зависящим от полной интенсивности излучения, падающего на приемник, величина к-рой в Фурье-спектрометре соответственно больше. С этой точки зрения Фурье-спектрометр имеет преимущество в светосиле по сравнению с интерферометром Фабри — Перо и СИСАМом (при равных геометрич. параметрах и равной разрешающей силе) лишь в средней и далекой инфракрасной области спектра, где в большинстве случаев шум определяется приемниками излучения. В видимой же и ультрафиолетовой областях спектра при приемниках в виде фотоэлементов и фотоумножителей регистрируемый шум является фотонным и потому Фурье-спектрометр не имеет дополнит. преимуществ в светосиле.

Основные оптические схемы С. п.

Среди призмённых С. п. (см. *Спектральные призмы*) для видимой области спектра наиболее часто применяются трехпризмённые С. п. постоянного отклонения

(рис. 6), в к-рых коллиматор и камера расположены под прямым углом. Часто такие приборы имеют сменные коллиматор и камеры с объективами различных фокусных расстояний (спектрограф ИСП-51). В ультрафиолетовой области (2000—4000 Å) применяются С. п. с кварцевой призмой Корню, составленной из двух 30° призм из право- и левовращающего кварца с оптич. осью, параллельной основанию призмы (рис. 7, ИСП-28). В области 1100—2500 Å применяются призмённые С. п. с призмой из LiF или CaF₂, а в бо-

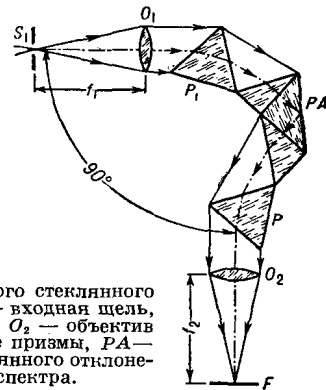


Рис. 6. Схема трехпризмённого стеклянного спектрографа (ИСП-51). S₁ — входная щель, O₁ — объектив коллиматора, O₂ — объектив камеры, P, P₁ — трехгранные призмы, P₂ — составная призма Аббе постоянного отклонения, F — плоскость спектра.

лее коротковолновой области (до $\lambda \approx 10 - 20 \text{ Å}$) — только С. п. с дифракц. решеткой (см. *Вакуумная спектроскопия*). В инфракрасной области применяются как призмённые (построенные, гл. обр., по автоколлимац. схеме) спектрометры (до $\lambda = 50 \mu$), так и

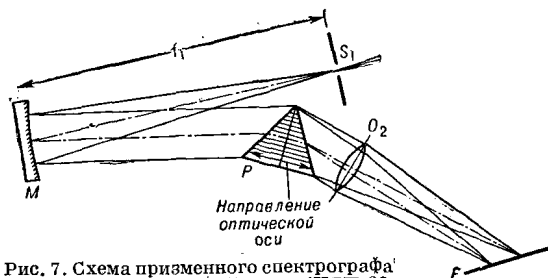


Рис. 7. Схема призмённого спектрографа с кварцевой призмой Корню (ИСП-22, ИСП-28): M — сферич. зеркало входного коллиматора, S₁ — входная щель, P — призма Корню, O₂ — линзовый камерный объектив.

различные дифракц. спектрометры с плоскими дифракц. решетками (до $\lambda = 2000 \mu$) с зеркальной фокусирующей оптикой (см. *Монохроматоры, Инфракрасная спектроскопия*).

Существует большое число различных схем С. п. с плоской дифракц. решеткой как с линзовой, так и зеркальной фокусирующей оптикой. В С. п. с вогнутой дифракц. решеткой нет спец. фокусирующей оптики, а входная щель, решетка и спектральные линии располагаются на окружности (круг Роуанда), диаметр к-рой равен радиусу кривизны

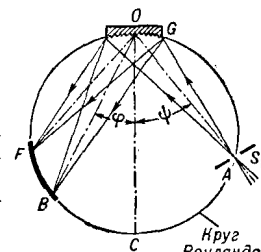


Рис. 8. Схема спектрографа с вогнутой дифракц. решеткой: $r = OC$ — радиус кривизны решетки, G — вогнутая дифракц. решетка, φ — угол падения, ψ — угол дифракции, $AO = r \cos \varphi$ — расстояние от входной щели S₁ до решетки, $BO = r \cos \psi$ — расстояние от решетки до круга Роуанда, F — плоскость спектра, совпадающая с кругом Роуанда.

визны дифракц. решетки r (рис. 8). Положение спектральных линий на круге Роуанда определяется, как и в случае плоской дифракц. решетки, соотношением $d(\sin \psi + \sin \varphi) = m\lambda$, где d — период решетки, m —

порядок спектра. Выражения для угловой дисперсии, разрешающей силы и области дисперсии для вогнутой решетки те же, что и для плоской решетки. Линейная дисперсия $dl/d\lambda = \rho d\varphi/d\lambda$. С. п. с вогнутой дифракц. решеткой обладают большим астигматизмом. В коротковолновой области спектра (10—1000 Å) применяются С. п. с вогнутой дифракц. решеткой (с числом штрихов 1200—1500 на мм) скользящего падения, где углы падения ψ и дифракции φ достигают значений 80° и более. Однако при таких углах очень велик астигматизм, что приводит к большой потере освещенности в изображении спектральных линий. В областях спектра больше 1000 Å применяются С. п. нормального падения ($\psi \approx 0$) и автоколлимационные ($\psi \approx \varphi$). Радиусы кривизны вогнутых дифракц. решеток достигают 10 м и более, что позволяет получить большую линейную дисперсию, определять длины волн линий с большой точностью и реализовать теоретич. разрешающую способность дифракц. решетки.

Спектральные характеристики различных типов спектральных приборов с пространственным разложением (для $\lambda = 5000$ Å при фокусном расстоянии камеры $f_2 = 100$ см): n — число интерферирующих пучков, m — порядок спектра, $d\lambda/dl$ — обратная величина линейной дисперсии, $\delta\lambda$ — минимально разрешимый интервал, $R = \lambda/\delta\lambda = mn$ — теоретическая (рейлевская) разрешающая сила, $\Delta\lambda = \lambda/m$ — область дисперсии.

Спектральный прибор	n	m	$\frac{d\lambda}{dl} \left(\frac{\text{Å}}{\text{мм}} \right)$	$\delta\lambda (\text{Å})$	R	$\Delta\lambda (\text{Å})$
Призмный спектрограф (3 призмы, $\alpha = 60^\circ$, основание $t = 15$ см, дисперсия $dn/d\lambda = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$)	1	0	10	0,2	$2,5 \cdot 10^4$	∞
Спектрограф с дифракц. решеткой (длина решетки 10 см, период 10^{-4} см)	10^5	2	5	0,025	$2 \cdot 10^5$	2500
Эшелон Майкельсона (50 ступеней толщиной $t = 1$ см, $\mu^* = 1,5$)	50	10^4	1	0,01	$5 \cdot 10^5$	0,5
Пластина Льюмера—Герке (длина $L = 30$ см, толщина $t = 1$ см, $\mu^* = 1,4$)	15	$4 \cdot 10^4$	0,125	0,008	$6 \cdot 10^5$	0,12
Интерферометр Фабри—Перо (воздушный, расстояние между зеркалами $t = 5$ см, $\rho^{**} = 0,92$)	30^{***}	$2 \cdot 10^5$	0,01	0,0008	$6 \cdot 10^8$	0,025

* μ — коэфф. преломления стекла. ** ρ — коэфф. отражения зеркал. *** эфф. эффективное число пучков.

Лит.: 1) Нагибина И. М., Прокофьев В. К., Спектральные приборы и техника спектроскопии, М. — Л., 1963; 2) Королев Ф. А., Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., 1953; 3) Зайдель А. Н. (и др.), Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов, М. — Л., 1960, тл. 4; 4) Шиловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 5) Соьер Р., Экспериментальная спектроскопия, пер. с англ., М., 1953; 6) Толанский С., Спектроскопия высокой разрешающей силы, пер. с англ., М., 1955; 7) Жакино П., «УФН», 1960, т. 72, вып. 4; 1962, т. 73, вып. 1; 8) Гаррисон Д., Лорд Р., Лурбуров Д., Практическая спектроскопия, пер. с англ., М., 1950; 9) Фриш С. Э., Техника спектроскопии, Л., 1936; 10) Шустер А., Введение в теоретическую оптику, пер. с англ., М., 1935. В. И. Малышев.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИЗМЫ — трехгранные призмы из прозрачного материала, применяемые в качестве диспергирующих элементов в призмных спектральных приборах (см. также Дисперсионные призмы).

Ход монохроматич. луча (параллельного пучка), лежащего в главном сечении (плоскости, перпендикулярной преломляющим ребрам С. п.) системы С. п., можно получить решением системы ур-ний, включающих в себя: соотношения между углами падения и преломления на гранях каждой призмы (1), выражения для углов отклонения при преломлении (2) и ур-ния, связывающие преломля-

ющие углы призм и углы между нормальными и лучом внутри каждой призмы (3). Для системы С. п., ограниченных 4 преломляющими гранями (рис. 1, а), эти ур-ния имеют вид:

$$\begin{aligned} 1) \quad n_0 \sin i_1 &= n_1 \sin i'_1; & 2) \quad \delta_1 &= -i_1 + i'_1; \\ n_1 \sin i_2 &= n_2 \sin i'_2; & \delta_2 &= -i_2 + i'_2; \\ n_2 \sin i_3 &= n_3 \sin i'_3; & \delta_3 &= -i_3 + i'_3; \\ n_3 \sin i_4 &= n_4 \sin i'_4; & \delta_4 &= -i_4 + i'_4; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 3) \quad \alpha_1 &= -i'_1 + i_2; \\ \alpha_2 &= -i'_2 + i_3; \\ \alpha_3 &= -i'_3 + i_4; \end{aligned}$$

где n_j — показатель преломления, δ_j — углы отклонения при преломлении на каждой грани, i_j и i'_j — углы падения и преломления на j -той грани, α_j — преломляющие углы призм. В приведенных ур-ниях в соответствии с общепринятым правилом знаков: $\alpha_1, \alpha_3 > 0$, $\alpha_2 < 0$; $i_1, i'_1, i_3, i'_3 < 0$; $i_2, i'_2, i_4, i'_4 > 0$.

Угол полного отклонения луча системы С. п. равен $\delta = i'_4 - i_1 -$

$\sum_{j=1}^3 \alpha_j$. Для заданной системы С. п.

величина δ зависит от угла падения i_1 на первую грань системы и при нек-ром значении $i_1 = i_{1mo}$ имеет миним. значение. Из условия минимума отклонения $d\delta/di_1 = 0$ вытекает, что

$$W_m = \frac{di'_4}{di_1} = \frac{n_0 \cos i_1 \cos i_2 \cos i_3 \cos i_4}{n_4 \cos i'_1 \cos i'_2 \cos i'_3 \cos i'_4} = 1$$

(W_m — наз. меридиональным угловым увеличением системы С. п.).

Угловое увеличение С. п. — один из факторов, определяющих ширину изображения входной щели коллиматора. Для одной

призмы в воздухе ($n_0 = n_2 = 1$) оно равно $W_m = \frac{di'_2}{di_1} = \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i'_1 \cos i'_2}$ и его величина изменяется (рис. 2)

от $W_m = 0$ при $i_1 = 90^\circ$ до $W_m = \infty$ при $i_1 = i_{1pr}$ (i_{1pr} — предельный угол падения, при к-ром $i'_2 = 90^\circ$). При минимуме отклонения $i_1 = i_{1mo}$, $W_m = 1$, $di'_2 = di_1$, что осуществляется при симметричном ходе луча через С. п.: $i_1 = i'_2$, $i'_1 = i_2 = \alpha_1/2$. В этом случае из законов преломления можно получить соотношение $n_1 = \frac{(\sin \frac{\alpha_1 + \delta_m}{2})/\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_1}{2}}$, к-рым

пользуются для определения n призмы (см. Рефрактометры). Выражение для W_m может быть также получено в виде: $W_m = \frac{di'_2}{di_1} = D_1/D_2$, где D_1 и D_2 (рис. 3) — ширина параллельного пучка, входящего в С. п. и выходящего из нее. В общем случае $D_1 \neq D_2$ и только при $i_1 = i_{1mo}$, $D_1 = D_2$. Сагитальное угловое увеличение W_s С. п. (в плоскости, перпендикулярной к главному сечению) не зависит от угла падения i_1 и $W_s = 1$.

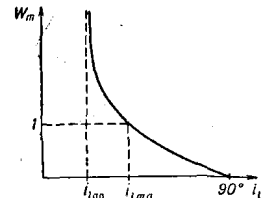


Рис. 2. Зависимость меридионального углового увеличения W_m призмы от угла падения i_1 луча.

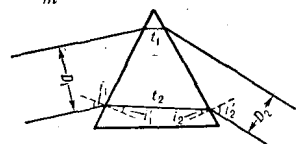


Рис. 3. Ход параллельного пучка лучей через призму.

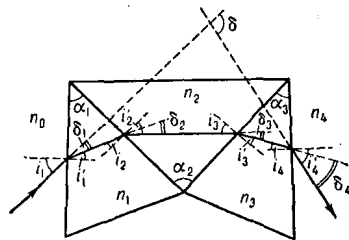


Рис. 1. Ход луча в главном сечении системы из 3 призм.

Для системы из любого числа С. п. (имеющих k преломляющих граней) выражения для δ и W_m имеют вид:

$$\delta = i'_k - i_1 - \sum_{j=1}^{k-1} \alpha_j; \quad W_m = \frac{di'_k}{di_1} = \frac{n_0}{n_k} \prod_{j=1}^k \frac{\cos i_j}{\cos i'_j} = \frac{D_1}{D_k},$$

а условие минимума отклонения $di'_k/di_1 = 1$, или $D_1 = D_k$.

Если падающий на призму луч A_1O_1 не лежит в главном сечении $C_1C_2C_3C_4$, а составляет угол θ_1 со своей проекцией B_1O_1 на главное сечение (рис. 4, а), то ход такого луча через призму отличается от хода

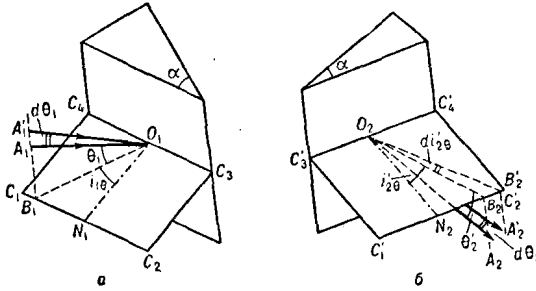


Рис. 4. Ход луча, не лежащего в главном сечении призмы.

луча, лежащего в главном сечении ($\theta_1 = 0$). А именно $i'_{2\theta}$ (рис. 4, б), образованный проекцией B_2O_2 , выходящего из призмы луча на главное сечение $C'_1C'_2C'_3C'_4$ и нормалью O_2N_2 к точке выхода, зависит от θ_1 при заданном угле $i_{1\theta}$; $i'_{2\theta}$ тем больше, чем больше θ_1 . Связь между приращениями углов $di'_{2\theta}$ и $d\theta_1$ дается выражением

$$di'_{2\theta} = \frac{n_1^2 - 1}{n_1} \frac{\sin \alpha_1}{\cos i'_{1\theta} \cos i'_{2\theta}} \frac{\lg \theta_1}{\cos^2 \theta_1} d\theta_1$$

($d\theta_1 = d\theta_2$, поскольку $W_s = 1$). Такой характер отклонения призмой лучей, не лежащих в главном сечении, служит причиной искривления спектр. линий: прямолинейная щель входного коллиматора, перпендикулярная к главному сечению призмы, изображается в фокальной плоскости камерного объектива в виде кривой линий.

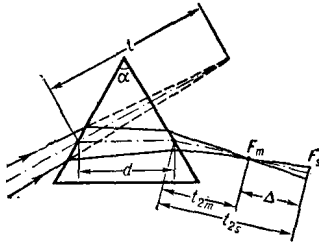


Рис. 5. Ход узкого сходящегося пучка лучей в меридиональной плоскости призмы. F_m и F_s — фокусы меридиональных и сагиттальных лучей.

Вместо одной точки выходящие из призмы лучи будут пересекаться в двух взаимно-перпендикулярных отрезках — астигматич. фокусах (рис. 5, см. также Астигматизм). Величина продольной астигматич. разности равна:

$$\Delta = t_{2m} - t_{2s} = t \left(\frac{1}{W_m^2} - 1 \right) - \frac{d}{n_1} \left[\left(\frac{\cos i'_2}{\cos i_2} \right)^2 - 1 \right].$$

При угле минимума отклонения $\Delta \neq 0$ и абс. величина Δ резко возрастает при выходе из минимума отклонения. Астигматизм С. п. приводит к искажению изображения спектр. линий, затрудняя проведение нек-рых спектроскопич. измерений и пр.

Угловая дисперсия С. п. Поскольку показатель преломления материала призмы зависит от длины волны λ , угол отклонения δ будет различным для разных λ , что приводит к пространственному разделению излучений по λ . Выражение для угловой дисперсии системы призм, ограниченных 4 преломляющими гранями (рис. 1), имеет вид:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{di'_1}{d\lambda} = \frac{dn_1}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_1}{\cos i'_1 \cos i_2} \frac{\cos i_3 \cos i_4}{\cos i'_3 \cos i'_4} + \frac{dn_2}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_2}{\cos i'_2 \cos i'_3 \cos i'_4} + \frac{dn_3}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_3}{\cos i'_3 \cos i'_4},$$

где $dn_j/d\lambda$ — дисперсия показателей преломления отдельных призм. Для системы призм, ограниченной k преломляющими гранями,

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{di'_k}{d\lambda} = \sum_{j=1}^{k-1} \frac{dn_j}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_j}{\cos i'_j \cos i_{j+1}} \prod_{v=j+2}^k \frac{\cos i_v}{\cos i'_v}.$$

Угловая дисперсия в общем случае не аддитивна. Так, напр., для 3 призм в воздухе (рис. 6), когда

$$n_0 = n_2 = n_4 = n_6 = 1, \quad \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{1,3,5} = \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_1 W_{m3} W_{m5} + \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_3 W_{m5} + \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_5,$$

где $\left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_j = \frac{\sin \alpha_j}{\cos i'_j \cos i_{j+1}} \frac{dn_j}{d\lambda}$ — угловая дисперсия отдельной j -той призмы, $W_{mj} = \frac{\cos i_j \cos i_{j+1}}{\cos i'_j \cos i'_{j+1}}$ — ее угло-

вое увеличение, т. е. угловая дисперсия каждой призмы умножается на угловое увеличение всех последующих (считая по ходу луча) призм. Угловое увеличение всей системы призм, находящихся в воздухе, равно произведению угловых увеличений отдельных призм, например:

$$W_{1,3,5} = W_1 W_3 W_5.$$

Как $(d\delta/d\lambda)_{1,3,5}$, так и $W_{1,3,5}$ зависит от угла падения i_1 луча на первую грань призм.

Для частного случая, когда каждая из С. п. системы установлена в положение минимума отклонения, $W_1 = W_3 = W_5 = 1$, $W_{1,3,5} = 1$ и

$$\left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{1,3,5} = \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{1m0} + \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{3m0} + \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{5m0},$$

т. е. дисперсия системы равна сумме дисперсий отдельных призм.

Для одной призмы $\left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_1 = \frac{\sin \alpha_1}{\cos i'_1 \cos i_2} \frac{dn_1}{d\lambda}$ имеет минимальное значение при $i_1 = i_{1mg}$ (рис. 7, пунктир), причем $i_{1mg} > i_{1m0}$; при $i_1 \rightarrow i_{1np}$, $(d\delta/d\lambda) \rightarrow \infty$. Угол минимума дисперсии i_{1mg} существует для призм с $n \approx 1,7$ при $\alpha_1 \leq 50^\circ$; если же $\alpha \approx 60^\circ$, то $(d\delta/d\lambda)_1$ монотонно возрастает при увеличении i_1 от 90° до i_{1np} (рис. 7, сплошная кривая). В положении минимума отклонения величина $d\delta/d\lambda$ имеет конечное значение и может быть значительно увеличена при уменьшении $i_{1np} < i_1 < i_{1m0}$. Но при этом будет возрастать и W , вызывая уширение изображения щели. Однако для системы призм (2, 3 и больше) можно осуществить такую установку отдельных призм, чтобы W всей системы было равно единице, а $d\delta/d\lambda$ системы была больше суммы дисперсий отдельных призм в минимуме отклонения. Так, для

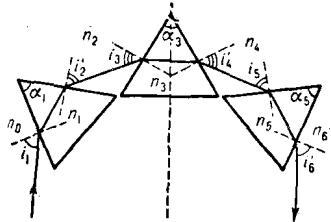


Рис. 6. Симметричный ход луча в системе из 3 одинаковых призм в воздухе.

случая 3 одинаковых призм (рис. 6) это имеет место при симметричном ходе луча во всей системе в целом ($i_1 = i'_6$, $i_3 = i'_4$), когда средняя призма в минимуме отклонения, а крайние призмы не в минимуме отклонения; $W_1, 3, 5 = 1$, $i_1 > i_{1mo}$. Такая установка призм позволяет до 10 раз увеличить угловую дисперсию спектр. приборов.

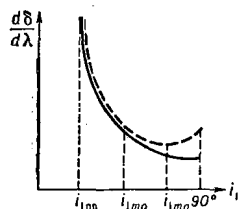


Рис. 7. Зависимость угловой дисперсии $d\delta/d\lambda$ от угла падения i_1 луча. Пунктир — для призм с $\alpha \approx 50^\circ$ и $n = 1,7$; сплошная линия — для призм с $\alpha \approx 60^\circ$ и $n = 1,7$.

призмой, — одна из причин, определяющих *аппаратную функцию* спектр. приборов, а следовательно, и их разрешающую силу. Дифракц. явления на С. п. происходят так же, как на прямоугольном отверстии, ширина к-рого равна ширине пучка D_2 , выходящего из призмы. Угловое

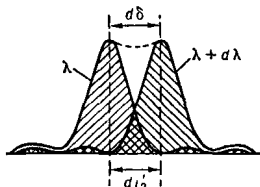


Рис. 8. Наложение дифракционных распределений λ и $\lambda + d\lambda$.

расстояние между центр. максимумами дифракционных распределений этих излучений (рис. 8) равно (в соответствии с выражением для угловой дисперсии) $d\delta = \frac{\sin \alpha}{\cos i'_1 \cos i'_2} \frac{dn}{d\lambda} d\lambda$. Согласно Релею, две линии (одинаковой интенсивности) считаются разрешенными, если $d\delta \geq di'_2$. Из равенства $d\delta = di'_2$ получаем выражение для разрешающей силы

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = D_2 \frac{\sin \alpha}{\cos i'_1 \cos i'_2} \frac{dn_1}{d\lambda} = D_2 \frac{d\delta}{d\lambda},$$

к-рое часто наз. теоретической, или релеевской разрешающей силой.

Выражение для R может быть также получено в виде: $R = t \, dn/d\lambda$, где t — длина пути крайнего луча пучка в призме (рис. 9). Если апертурной

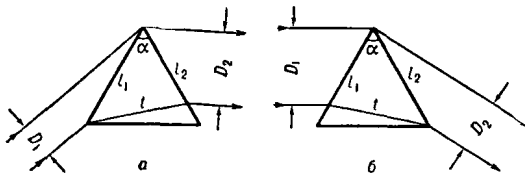


Рис. 9. Ограничение ширины пучка призмой: а — для $i_1 > i_{1mo}$, б — для $i_1 < i_{1mo}$.

диафрагмой служит не призма, а к.-л. другая диафрагма, напр. оправа объектива коллиматора, т. е. призма заполнена не целиком (рис. 3), то $R = (t_2 - t_1) \, dn/d\lambda$, где $t_2 - t_1$ — разность длин оптич. путей крайних лучей пучка в призме. При этом R меньше, чем в случае заполнения всей призмы. Если призма заполнена и установлена в положении мини-

мума отклонения $i_1 = i_{1mo}$, то $D_1 = D_2$, $t = t_0$ и $R = t_0 \, dn/d\lambda$, где t_0 — длина основания призмы. Величина R призмы конечных размеров, установленной в положении минимума отклонения, максимальна. При выходе призмы из минимума отклонения R уменьшается, т. к. $t < t_0$; при этом для углов $i_1 > i_{1mo}$ ширина D_2 пучка, выходящего из призмы, определяется входной гранью призмы l_1 (рис. 9, а), а для углов $i_1 < i_{1mo}$ — выходной гранью l_2 (рис. 9, б). Разрешающая способность — величина аддитивная.

Потери на отражении в С. п. При прохождении пучка света через призму происходит также частичное его отражение на входной и выходной гранях призмы. Интенсивность отраженного света определяется величиной коэфф. отражения (см. *Отражение света*). Поскольку при больших углах падения коэфф. отражения для света различной поляризации значительно отличаются, то призма производит поляризующее действие. Величина потерь света при отражении в С. п. значительна. Так, для системы из трех призм с $\alpha = 60^\circ$, $n = 1,685$, установленных в положении минимума отклонения, интенсивность выходящего из призм пучка составляет лишь 63% от падающего. Величина потерь на отражение возрастает при выводе призмы из минимума отклонения, а также увеличивается с возрастанием α . Поскольку величина угловой дисперсии также зависит от угла призмы, то оказалось, что система из 3 призм $\alpha = 60^\circ$ и $n = 1,7$ оптимальна по отношению к величине угловой дисперсии (она достаточно велика) и к величине потерь на отражение (они порядка 30%). Поэтому в большинстве совр. призмных спектр. приборов диспергирующая система состоит из 3 призм с $\alpha \approx 60^\circ$.

Материал С. п. должен быть прежде всего прозрачен в той области спектра, на к-рую рассчитан спектр. прибор, и должен обладать наибольшей дисперсией $dn/d\lambda$. Кроме того, материал должен быть однородным в больших кусках, химически стойким и относительно легко оптически обрабатываться. Поэтому С. п., предназначенные для различных областей спектра, изготовляются из различных материалов.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М. — Л., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Прокофьев В. К., Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов, ч. 1, М. — Л., 1951; 3) Малышев В. И., Методы увеличения дисперсии спектрального аппарата, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1950, т. 14, № 6; 4) Угоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., М. — Л., 1948; 5) Нагибина И. М., Прокофьев В. К., Спектральные приборы и техника спектроскопии, М., 1963. В. И. Малышев.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СЕРИИ — группы спектральных линий, возникающие при разрешенных переходах с различных уровней на один и тот же конечный уровень. Линии С. с. сходятся к пределу, или границе С. с. Наблюдаемая совокупность спектральных линий наиболее отчетливо развивается на С. с. в спектрах элементов первых подгрупп периодич. системы Менделеева: водорода, гелия, щелочных и щелочноземельных металлов (см. *Бальмера формула*, *Бальмера серия*, *Лаймана серия*, *Пашена серия*, *Главная серия*, *Диффузная серия*, *Резкая серия*, *Бергмана серия*). См. также *Атомные спектры*.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ — физич. метод определения качественного и количественного состава вещества на основе изучения его спектров. В зависимости от характера исследуемых спектров различают: С. а. по спектрам испускания (эмиссионный), дающий элементарный состав пробы; С. а. по спектрам поглощения в газе, жидкости или твердом теле (абсорбционный), позволяющий определять как элементарный, так и молекулярный состав вещества; С. а. по спектрам комбинац. рассеяния света, по спектрам люминесценции; С. а. по рентгеновским спектрам.

В соответствии с решаемыми задачами С. а. можно разделить на: 1) С. а. элементарного состава вещества, или атомный С. а., по оптич. спектрам испускания, поглощения и люминесценции, а также по рентгеновским спектрам (см. *Спектральный анализ рентгеновский*); 2) С. а. молекулярного состава вещества по спектрам поглощения во всех областях спектра, спектрам люминесценции и комбинац. рассеяния (см. *Молекулярный спектральный анализ*).

Атомный спектральный анализ обладает высокой чувствительностью (сравнит. легко можно определять примеси в концентрациях 10^{-5} — $10^{-6}\%$), дает возможность проводить определение состава образцов очень малого веса (до неск. десятков мкг). Универсальность и сравнит. простота процедуры анализа способствовали развитию С. а. в основной метод контроля в металлургии, машиностроении, геологии, атомной индустрии и др. Атомный С. а. — один из основных методов астрофизики, позволяющий устанавливать элементарный состав космич. объектов.

Эмиссионный С. а. — совокупность методов определения элементарного состава вещества по его спектру испускания. Качественный С. а. состоит в обнаружении и отождествлении в спектре анализируемого вещества спектральных линий, принадлежащих искомому элементу. Обычно для этого пользуются наиболее чувствительными линиями, т. е. линиями, наблюдаемыми в спектре при минимальной концентрации определяемого элемента. Во избежание ошибок при качеств. анализе необходимо устанавливать наличие элемента в образце по неск. линиям; для этих целей существуют многочисленные таблицы и атласы спектральных линий элементов. Количественный С. а. основан на связи между интенсивностью спектральной линии и концентрацией. Метод заключается в сравнении интенсивностей т. н. аналитич. пары линий — спектральной линии определяемого элемента и линии основного элемента пробы (или линии специально вводимого элемента — «внутреннего стандарта»).

Процедура С. а. состоит из след. операций: 1. Отбор и подготовка пробы к анализу. Решающим обстоятельством, обеспечивающим надежность анализа, особенно при определении малых примесей, является правильный отбор т. н. средней пробы, соответствующей по составу анализируемому веществу. 2. Возбуждение спектра пробы при сжигании в к.-л. источнике света (газовом пламени, электрич. дуге или искре, газоразрядной трубке и т. п.). 3. Регистрация спектра с помощью спектрального прибора. 4. Измерение интенсивности I аналитич. линий и определение количеств. содержания определяемых элементов в образце. Количеств. оценка производится с помощью эмпирич. соотношения Ломакина — Шейбе: $I = aC^b$,

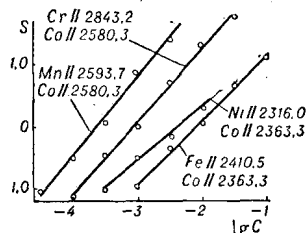


Рис. 1. Градуировочные графики для определения Mn, Cr, Ni и Fe в цирконии. S — поглощение. Обозначения Cr II 2843, 2; Co II 2580,3 и т. д. показывают, для какой спектральной линии дважды ионизованного Cr, Co и др. построен градуировочный график (длины волн даны в Å).

опытной зависимости необходимы пробы с заранее известным составом — эталоны. С помощью эталонов строится кривая зависимости интенсивности линий от

концентрации — т. н. градуировочный график (рис. 1), к-рым пользуются при анализе однотипных проб.

В качестве источников света в атомном С. а. пользуются пламенем газовых горелок (см. *Фотометрия пламенная*), электрич. дугой постоянного и переменного тока, конденсированной искрой, разрядом в полном катоде и газоразрядными трубками.

Простейший маркировочный анализ металлов проводят визуально с помощью стилоскопов. Определение примесей и компонентов в сплавах и металлах проводят на спектрографах и фотоэлектрич. спектрометрах — квантометрах, с помощью к-рых сложный анализ может быть проведен за 1—3 мин. с точностью в 1—2%. Один квантометр может обслужить большой металлургич. завод.

Наряду с определением среднего состава проб часто возникает необходимость в анализе включений в металлах, поверхностных защитных пленок, неоднородного распределения примесей в материалах. В этих целях разработаны приемы локального С. а., в к-рых используются спец. схемы искрового и импульсного дугового разряда, позволяющие исследовать весьма малые участки пробы. Перспективным в этом виде С. а. представляется применение оптич. генераторов (лазеров) для локального испарения пробы на очень малых ее участках. Специфич. область С. а. — анализ газовых смесей. Источником света для газового анализа служат разрядные трубки, заполненные анализируемым газом. Для возбуждения спектра пользуются безэлектродным высокочастотным разрядом или сверхвысокочастотным разрядом (в сантиметровом диапазоне радиоволн).

Важная задача анализа чистых металлов и полупроводниковых материалов решается комбинированием методов С. а. с приемами предварительного обогащения и концентрирования определяемых примесей. Этим достигается двоякая цель: повышение чувствительности анализа и усреднение состава пробы чистого материала, распределение примесей в к-ром может быть весьма неравномерным. Относит. чувствительность таких химико-спектральных методов составляет 10^{-5} — $10^{-7}\%$ при средней квадратичной погрешности определения ок. 10—20%.

В абсорбционном атомном С. а. (схема установки на рис. 2) источником света обычно служит разрядная трубка с полным катодом из материала, включающего определяемый элемент. Свет от трубки, дающей яркие и узкие спектральные

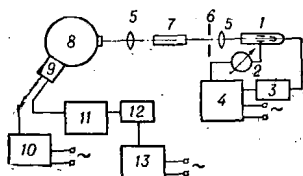


Рис. 2. Схема установки для атомного абсорбционного анализа: 1 — разрядная трубка с полным катодом; 2 — миллиамперметр; 3 — модулятор; 4 — стабилизированный выпрямитель; 5 — линза; 6 — диафрагма; 7 — устройство для атомизации пробы; 8 — монохроматор; 9 — фотоумножитель; 10 — блок питания ФЭУ; 11 — усилитель; 12 — детектор; 13 — регистрирующий прибор.

линии, проходит через пламя горелки, в к-рое поступает анализируемое вещество (в виде аэрозолей). Иногда горелка заменяется вакуумной (или работающей в атмосфере аргона) графитовой печью, в к-рую вводится проба. Свет, прошедший через абсорбционную кювету, регистрируется с помощью фотоэлектрич. спектрометра. Оптич. плотность $D = \lg(I_0/I) = kCd$ (где k — коэффициент поглощения, C — концентрация определяемого элемента, d — толщина слоя) служит мерой концентрации искомого элемента. Абс. чувствительность атомного абсорбционного анализа весьма высока и составляет в благоприятных случаях 10^{-10} — 10^{-11} г. Для анализа требуется неск. мг вещества.