

## Содержание

Цель работы.....	2	
1. Теория.....	2	
1.1. Шкала электромагнитных волн.....	2	
1.2. Источники оптического излучения.....	3	
Излучение абсолютно черного тела.....	4	
Структура электронных уровней.....	5	
Ширина спектральных линий.....	6	
1.3. Приемники оптического излучения.....	6	
Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ).....	6	
Счет фотонов.....	7	
1.4. Спектральные приборы.....	7	
Призмный спектральный прибор.....	7	
Дифракционный спектральный прибор.....	8	
Инструментальный контур.....	10	
Спектральная чувствительность.....	12	
2. Эксперимент.....	13	
2.1. Экспериментальная установка.....	13	
2.2. Программа управления экспериментальной установкой.....	14	
2.3. Проведение эксперимента.....	17	
Упражнение 1. Определение спектральной чувствительности экспериментальной установки.....	17	
Упражнение 2. Определение линейной дисперсии монохроматора.....	18	
Упражнение 3. Влияние ширины щели на характеристики спектрометра.....	19	
Упражнение 4. Качественный спектральный анализ излучения газа.....	19	
3. Литература.....	20	
Дополнения.....	21	
Дополнение А. Квантовые числа.....	21	
Дополнение Б. Схема энергетических уровней натрия.....	22	
Дополнение В. Дифракция света на решетке .....	23	
Дополнение Г. Установка ширины щели.....	24	
Дополнение Д. Наиболее интенсивные спектральные линии газов.....	25	

Целью работы является определение основных характеристик дифракционного спектрометра и проведение качественного спектрального анализа.

## 1. Теория.



Как показывает опыт, любая физическая система (ядро, атом, молекула и т.д.) обладает характерной именно для этой системы последовательностью *уровней энергии*, или *стационарных состояний*. Этим фундаментально важным свойством объясняется тот факт, что такие системы испускают и поглощают электромагнитное излучение определенных частот, в пределах от радиочастот (для молекул) до рентгеновских или  $\gamma$ -лучей (для ядер). Оптическая спектроскопия, изучающая характеристические спектры систем в оптическом диапазоне, является одним из наиболее информативных и мощных

физических методов.

Несмотря на различия в способах возбуждения и регистрации электромагнитных волн разных диапазонов, все эти волны имеют одинаковую природу и описываются одними и теми же дифференциальными уравнениями - уравнениями Максвелла.

В этой главе дается краткая характеристика электромагнитных волн различных диапазонов, способов их возбуждения и регистрации.

Рассматриваются также основные типы спектральных приборов и их характеристики.

### 1.1. Шкала электромагнитных волн.

Электромагнитное излучение возникает, согласно классической теории, при ускоренном движении электрических зарядов. В простейшем случае гармонической плоской волны распространяющейся в вакууме вдоль оси  $x$ , электрическое  $E$  и магнитное  $B$  поля изменяются по закону косинуса (или синуса) :

$$\begin{aligned} E(x,t) &= E_0 \cos[2\pi(vt-x/\lambda)+\varphi], \\ B(x,t) &= B_0 \cos[2\pi(vt-x/\lambda)+\varphi] \end{aligned} \quad (1)$$

Величины  $E_0$  и  $B_0$  называются амплитудой волны,  $v$  – ее частотой,  $\varphi$  - начальной фазой. Такая волна монохроматична, т.е. обладает строго постоянной частотой и длиной волны  $\lambda = c/v$  ( $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$  - скорость света в вакууме).

Электромагнитные волны с длиной волны более 1 мм относятся к *радиодиапазону*. Диапазон радиоволн простирается от длинных ДВ ( $\lambda \sim 1$  км) до ультракоротких УКВ и СВЧ волн ( $\lambda \sim 1$  мм).

*Оптический диапазон* (рис.1) включает инфракрасные (ИК) волны, видимый свет ( $400 < \lambda < 750$

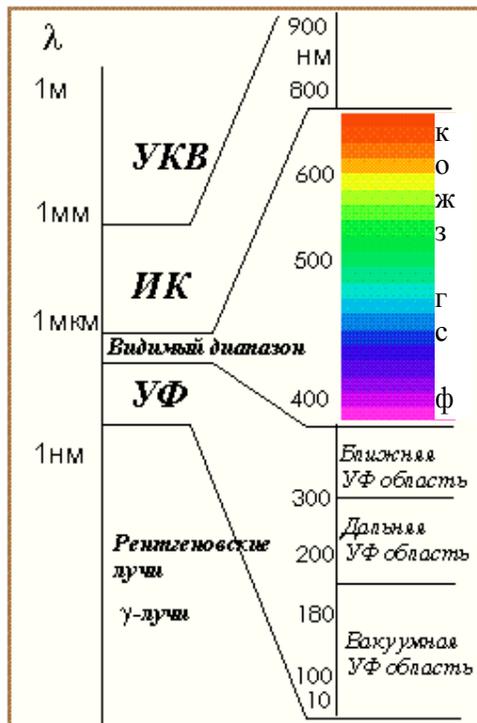


Рис.1 Шкала электромагнитных волн

нм) и ультрафиолетовые (УФ) волны. За оптическим диапазоном находятся рентгеновские лучи, возникающие при переходах возбужденных электронов внутренней оболочки атома в основное состояние. Верхний предел частот электромагнитных волн, которые могут излучать атомные системы, составляет около  $10^{20}$  Гц. Излучение более высоких частот (гамма-излучение) испускается возбужденными атомными ядрами и при превращениях элементарных частиц.

В бегущей электромагнитной волне происходит направленный перенос энергии. *Плотность потока энергии* электромагнитного поля определяется вектором Пойнтинга:  $\mathbf{S} = \epsilon_0 c^2 [\mathbf{E}\mathbf{B}]$ . Учитывая ортогональность векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ , а также соотношение  $E = cB$  между их модулями, для монохроматической волны получаем:  $S(x,t) = 1/2c\epsilon_0 E_0^2 [1 + \cos 2(kx - \omega t)]$ , где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\omega = 2\pi\nu$  – круговая частота. Для частот оптического диапазона  $\nu \approx 10^{15}$  Гц, поэтому колебания  $S$  не могут быть зарегистрированы существующими приемниками оптического излучения вследствие их инерционности. В эксперименте измеряется лишь среднее значение  $S$ , называемое *интенсивностью* света  $I = \langle S \rangle = 1/2c\epsilon_0 E_0^2$ . Зная интенсивность света, можно найти *объемную плотность энергии* излучения  $w$ , т.е. энергию волны в единице объема:  $w = I/c = 1/2\epsilon_0 E_0^2$ .

Известно, что любая негармоническая волна может быть представлена в виде суперпозиции гармонических волн (гармоник). Ее плотность энергии может быть выражена через *спектральную плотность* излучения  $\rho$ , характеризующую распределение энергии волны по частотам ( $\rho_\omega$ ) или по длинам волн ( $\rho_\lambda$ ):

$$w = \int_0^{\infty} \rho_\omega d\omega = \int_0^{\infty} \rho_\lambda d\lambda$$

Следует отметить, что монохроматическая волна является идеализацией, т.к. такая волна имеет бесконечную длительность. В случае волны конечной длительности  $\tau$  она уже не является монохроматической и, как указывалось выше, является суперпозицией гармоник, причем основной вклад в энергию дают гармоники, частоты которых находятся в интервале

$$\Delta\nu = 1/\tau \quad (2)$$

В дальнейшем под термином “*спектр*” излучения мы будем понимать распределение энергии (или интенсивности) излучения по частотам (или длинам волн), т.е. его спектральную плотность  $\rho_\omega$  (или  $\rho_\lambda$ ).

## 1.2. Источники оптического излучения.

В качестве источников излучения в работе используются лампы накаливания и газоразрядные лампы. Принцип действия используемых источников основан на следующих физических явлениях.

1. *Тепловое излучение* - свечение нагретых тел, дающее *сплошной спектр*.

Классическим примером является излучение абсолютно черного тела.

2. *Свечение возбужденных разряженных газов*, вызванное квантовыми переходами внешних электронов в атомах и молекулах с высоких энергетических уровней на низкие. Это излучение имеет *линейчатый спектр*, состоящий из отдельных спектральных линий, частота которых определяется структурой электронных уровней атома или молекулы. Примеры: спектр водорода, спектр натрия (см. приложение Б).

## Излучение абсолютно черного тела.

Рассмотрим систему из нескольких тел, нагретых до разной температуры и помещенных в замкнутую полость, стенки которой полностью отражают падающее на них излучение. Опыт показывает, что вследствие излучения и поглощения излучения телами система приходит в состояние теплового равновесия, при котором все тела имеют одинаковую температуру. Испускаемая телами лучистая энергия за какой-либо промежуток времени становится равной поглощаемой энергии, и плотность излучения в пространстве между телами достигает определенной величины, соответствующей установившейся температуре тел. Это излучение называется равновесным или излучением абсолютно черного тела. Его плотность энергии и спектральный состав зависят только от температуры  $T$  и не зависят от размеров полости и от свойств находящихся в ней тел. Спектральная плотность равновесного излучения описывается формулой Планка:

$\rho_\lambda(T)$ , *отн. ед.*

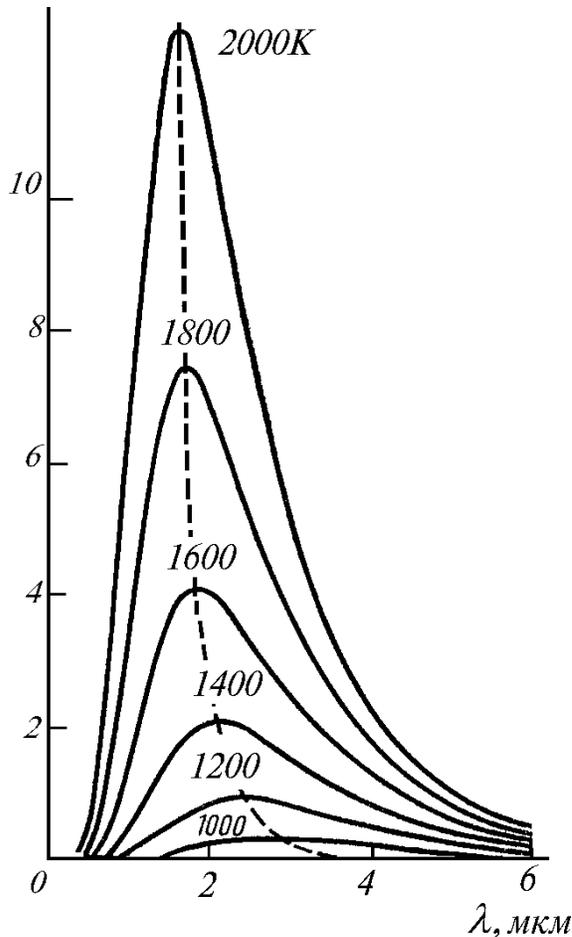


Рис.2 Спектральная плотность излучения абсолютно черного тела при разных температурах.

Испускаемая телами лучистая энергия за какой-либо промежуток времени становится равной поглощаемой энергии, и плотность излучения в пространстве между телами достигает определенной величины, соответствующей установившейся температуре тел. Это излучение называется равновесным или излучением абсолютно черного тела. Его плотность энергии и спектральный состав зависят только от температуры  $T$  и не зависят от размеров полости и от свойств находящихся в ней тел. Спектральная плотность равновесного излучения описывается формулой Планка:

$$\rho_\omega(T) = \frac{h\omega^3}{\pi^2 c^3 [\exp(h\omega / kT) - 1]} \quad (3)$$

где  $h = h / 2\pi$  - постоянная Планка,  
 $k$  - постоянная Больцмана.

Зависимость спектральной плотности излучения  $\rho_\lambda(T)$  абсолютно черного тела от длины волны  $\lambda$  при разных температурах можно получить, воспользовавшись соотношениями:

$$\lambda = 2\pi c / \omega, \quad \rho_\omega(\omega, T) d\omega = \rho_\lambda(\lambda, T) d\lambda.$$

Тогда

$$\rho_\lambda(T) = \frac{8\pi hc^2}{\lambda^5 [\exp(hc / \lambda kT) - 1]} \quad (4)$$

(см. рис.2)

Пунктирная линия показывает как смещается максимум при изменении температуры. Отметим, что при  $T < 4000$  К максимум излучения приходится на ИК область, а в видимом диапазоне спектральная плотность резко возрастает с ростом длины волны.

Излучение реальных тел принято характеризовать коэффициентом (или степенью) черноты  $\epsilon(\lambda, T)$ , который равен отношению спектральной плотности излучения рассматриваемого тела и черного тела при одной и той же длине волны и одинаковой температуре. Величина  $\epsilon(\lambda, T)$  всегда меньше единицы, т.е. спектральная плотность излучения реальных тел всегда меньше, чем абсолютно черного тела. Для широко используемых в спектроскопии ламп накаливания с вольфрамовой нитью зависимость

коэффициента  $\epsilon(\lambda, T)$  хорошо известна, что позволяет использовать их в качестве источника с известным спектром. Для видимого диапазона и температуры 2000 - 2500 К коэффициент черноты для вольфрама слабо зависит от длины волны и равен примерно 0.8, поэтому формула (4) может быть использована для аппроксимации спектра излучения лампы накаливания в этом диапазоне.

### Структура электронных уровней.

Согласно квантовой теории атом может существовать лишь в определенных (стационарных) состояниях с энергиями (энергетическими уровнями)  $E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$ . При переходе из одного состояния с энергией  $E_n$  в другое состояние с энергией  $E_{n'}$  атом излучает или поглощает квант света с частотой

$$\nu_{nn'} = \frac{E_n - E_{n'}}{h}, \quad (5)$$

Для атома с одним электроном на внешней оболочке, например, атома водорода, значения энергий атома в стационарных состояниях могут быть определены с помощью формулы

$$E_n = -\frac{RZ^2}{n^2}, \quad (6)$$

где  $R = 2,18 \cdot 10^{-18}$  Дж - постоянная Ридберга,  $Z$  - заряд атомного ядра,  $n$  - так называемое главное квантовое число, которое и характеризует полную энергию электрона в поле ядра с зарядом  $Ze$ ,  $e$  - заряд электрона. Из этой формулы можно определить частоты излучения атома. Так для атома водорода

$$\nu_{nn'} = R \left( \frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7)$$

Если варьировать значения квантовых чисел  $n$  и  $n'$ , то можно получить спектральные серии водорода:

$n' = 1, n = 2, 3, 4, \dots, \infty$  - серия Лаймана,

$n' = 2, n = 3, 4, 5, \dots, \infty$  - серия Бальмера.

$n' = 3, n = 4, 5, 6, \dots, \infty$  - серия Ритца-Пашена,

$n' = 4, n = 5, 6, 7, \dots, \infty$  - серия Брэккета и т.д.

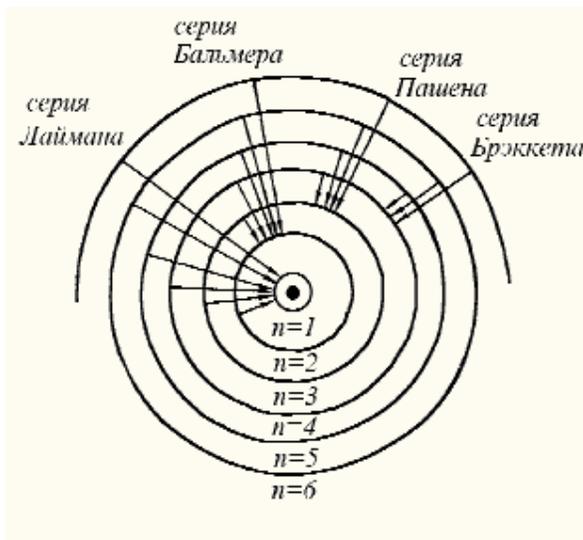


Рис.3. Схема образования спектральных серий в атоме водорода.

Название этих серий соответствует именам ученых, экспериментально установивших эти закономерности в спектре атома водорода.

На рис.3 схематически изображены стационарные орбиты электрона в атоме водорода и переходы между ними, приводящие к возникновению спектральных линий соответствующих серий.

Следует отметить, что энергия стационарных состояний атома зависит не только от  $n$  ( $n$  определяет номер оболочки), но и других квантовых чисел (см. дополнение А).

### Ширина спектральных линий.

В основном состоянии с наименьшей энергией изолированный атом может находиться бесконечно долго. Время жизни атома  $\tau$  в возбужденном состоянии конечно, поэтому уровень энергии, соответствующий этому состоянию, имеет конечную ширину  $\Delta E = h\Delta\nu$ , где  $\Delta\nu$  связано с  $\tau$  соотношением (2). В результате спектральная линия, обусловленная переходом с этого уровня на основной, будет иметь ширину (на половине максимального значения)  $\Delta\nu = 1/\tau$ . С точки зрения классической теории конечность  $\tau$  обусловлена радиационными потерями энергии электрона, излучающего при ускоренном движении вокруг ядра, причем  $\tau$  – это время, за которое энергия убывает в  $e$  раз. Таким образом, даже в том идеальном случае, когда на атом не действуют никакие внешние силы, спектральная линия имеет конечную, т.н. естественную ширину.

Дополнительное уширение спектральных линий возможно при столкновениях атомов (т.к. при этом уменьшается  $\tau$ ), а также при их тепловом движении (за счет эффекта Доплера).

Если атом взаимодействует с излучением или с другими атомами (например, в кристаллической решетке), то он может перейти из основного состояния в возбужденное. Следовательно, его время жизни в основном состоянии также конечно, поэтому на самом деле и основной уровень имеет конечную ширину.

## 1.3. Приемники оптического излучения.

Наиболее важные способы регистрации электромагнитных волн оптического диапазона основаны на измерении переносимого волной потока энергии.

Для этих целей используются:

- фотоэлектрические явления (фотоэлементы, фотоумножители (ФЭУ), электронно-оптические преобразователи, фоторезисторы и фотодиоды);

- фотохимические явления (фотоэмульсии);

- фотолюминесценция (люминесцирующие экраны);
- термоэлектрические явления (термостолбики, болометры)

Всем приемникам присуща инерционность, характеризуемая *временем разрешения*  $\tau_{и}$ , при этом приемник регистрирует среднюю за время  $\tau_{и}$  интенсивность волны. Для наименее инерционных фотоэлектрических приемников  $\tau_{и}$  порядка  $10^{-10}$  с.

*Область спектральной чувствительности* приемника зависит от его конструкции и принципа действия. Например, для фотоэлектрических приемников, принцип действия которых основан на фотоэффекте, ограничение на использование в длинноволновой области спектра обусловлено наличием *красной границы фотоэффекта*.

В связи с тем, что в данной работе в качестве приемника излучения используется *фотоэлектронный умножитель (ФЭУ)*, рассмотрим принцип его работы и конструкцию более подробно.

### Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ).

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) - это фотоэлектрический приемник излучения, преобразующий световой сигнал в электрический. Он состоит из откаченного небольшого баллончика со стеклянным или кварцевым окошком, через которое свет падает на фотокатод ФК (рис.4). В баллон впаяны электроды, между которыми приложено напряжение. Фотоэлектроны, эммитируемые при освещении фотокатода, ускоряются электрическим

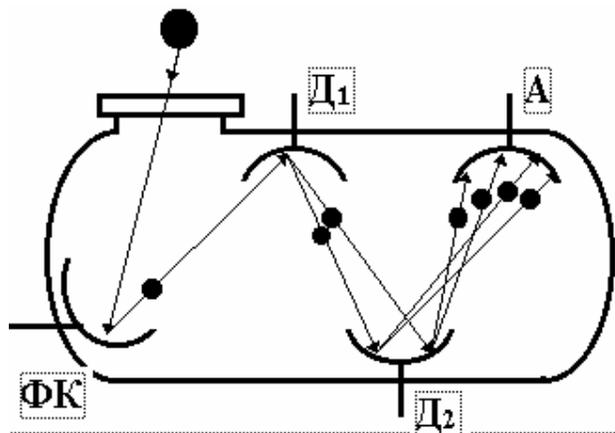


Рис.4 Принципиальная схема ФЭУ.

полем и попадают на первый электрод (диод Д1), вызывая эмиссию вторичных электронов. Большинство вторичных электронов после ускорения попадают на следующий диод, где процесс повторяется, и т.д. Вторичные электроны с последнего из диодов собираются на аноде А. В результате, сила тока на выходе ФЭУ будет пропорциональна интенсивности падающего на фотокатод излучения. Общий коэффициент усиления такой системы, имеющей 10-15 диодов, достигает  $10^6 - 10^8$ , что позволяет измерять очень малые световые потоки.

Одной из основных характеристик ФЭУ является *спектральная чувствительность*, определяемая в основном материалом катода, и равная отношению фототока ФЭУ к мощности падающего на него излучения. Вследствие зависимости спектральной чувствительности приемника от длины волны при регистрации спектра необходимо учитывать эту зависимость.

### Счет фотонов.

При измерении малых световых потоков, когда на фотокатод ФЭУ в единицу времени попадают отдельные фотоны, оказывается выгоднее измерять не силу тока в анодной цепи ФЭУ, а считать отдельные импульсы тока, образующиеся на выходе ФЭУ в результате попадания фотонов на фотокатод. Считая число импульсов (фотонов), можно определить

световой поток и интенсивность падающего на фотокатод излучения. Этот метод измерения световых потоков называется *счетом фотонов*.

#### 1.4. Спектральные приборы и их характеристики.

Спектральные приборы осуществляют разложение излучения на монохроматические составляющие, что дает возможность измерения распределения энергии исследуемого излучения по частотам (длинам волн) т.е. определение спектра. Их основным узлом является диспергирующий элемент, который осуществляет пространственное разделение излучения разных длин волн.

Классифицируя спектральные приборы по принципу их действия, можно выделить следующие основные типы, отличающиеся конструкцией диспергирующего элемента: призмные, дифракционные и интерферометрические.

##### Призмный спектральный прибор.

Принципиальная схема призмного спектрального прибора приведена на рис.5.

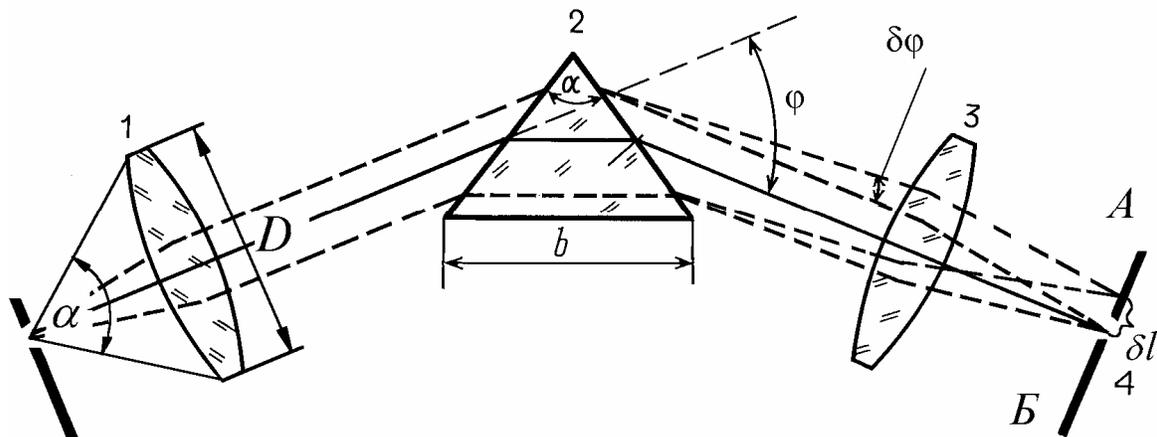


Рис.5 Схема призмного спектрального прибора.

Освещаемая исследуемым излучением входная щель находится в фокусе коллиматорного объектива 1, формирующего параллельный пучок лучей, падающих на диспергирующий элемент - призму 2. Проходя через призму, лучи с длиной волны  $\lambda$  дважды преломляются, в результате чего отклоняются от первоначального направления на угол  $\varphi$ . Вследствие зависимости показателя преломления призмы  $n$  от  $\lambda$ , лучи с длиной волны  $\lambda + \delta\lambda$  отклонятся на угол  $\varphi + \delta\varphi$ . Камерный объектив 3 фокусирует параллельные пучки лучей, идущие под разными углами, в разных точках фокальной плоскости AB.

Если спектральный прибор используют как *спектрограф*, то в фокальной плоскости AB помещают фотопластинку. В результате, на фотопластинке будут зафиксированы изображения входной щели - спектральные линии - соответствующие разным длинам волн. Степень почернения изображения будет связана с интенсивностью соответствующей монохроматической компоненты.

При использовании спектрального прибора в качестве *монохроматора*, в фокальной плоскости AB помещают выходную щель 4, которая пропускает лучи в узком спектральном

интервале. Поворотом призмы можно изменять длину волны, на которую настроен монохроматор.

Количественной характеристикой величины пространственного разнесения лучей с разными длинами волн является *дисперсия* спектрального прибора. Чем больше угол  $\delta\varphi$  на который разнесены лучи, отличающиеся по длинам волн на  $\delta\lambda$ , тем больше *угловая дисперсия* прибора:

$$D_{\varphi} = \delta\varphi/\delta\lambda \quad (6)$$

Если фокусное расстояние камерного объектива  $F$ , то в его фокальной плоскости лучи, отличающиеся по длинам волн на  $\delta\lambda$  будут разнесены в пространстве на  $\delta l = F\delta\varphi$ . Величина  $D_l = \delta l/\delta\lambda = D_{\varphi}F$  называется *линейной дисперсией*.

Таким образом, участку протяженностью  $\delta l$  в фокальной плоскости камерного объектива соответствует участок со спектральной шириной  $\delta\lambda = \delta l / D_l$ . В частности, если ширина выходной щели равна  $a$ , то ее спектральная ширина будет

$$\Gamma = a / D_l \quad (7)$$

### **Дифракционный спектральный прибор.**

Принципиальная схема дифракционного спектрального прибора приведена на рис.б. Освещаемая исследуемым излучением входная щель находится в фокусе сферического зеркала 1, являющегося коллиматорным объективом, который формирует параллельный пучок лучей, падающих на диспергирующий элемент - дифракционную решетку. Если плоская волна падает на решетку под углом  $\theta$ , то, вследствие дифракции, максимумы интенсивности отраженного света с длиной волны  $\lambda$  будут наблюдаться при углах  $\varphi$ , соответствующих условию

$$d(\sin\theta - \sin\varphi) = m\lambda \quad (8)$$

где  $d$  - период решетки,  $m = 1,2,3,\dots$  - порядок максимума (см. дополнение В).

Это означает, что если лучи с длиной волны  $\lambda$  отражаются от решетки под углом  $\varphi$ , то лучи с длиной волны  $\lambda + \delta\lambda$  отражаются под углом  $\varphi + \delta\varphi$ . Сферическое зеркало 2 (камерный объектив) фокусирует параллельные пучки лучей, идущие под разными углами, в разных точках фокальной плоскости.

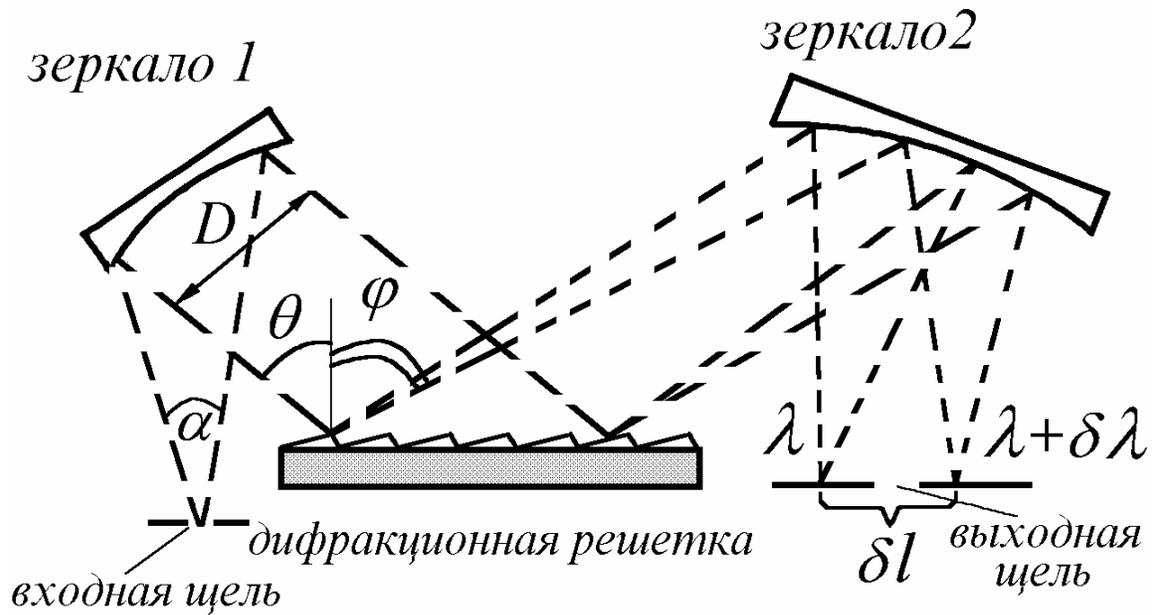


Рис.6 Схема дифракционного спектрального прибора.

Дифракционный спектральный прибор, также как и призмный, может использоваться как спектрограф или монохроматор.

В состав *спектрометра*, помимо монохроматора, входит приемник излучения и регистрирующая система. При повороте решетки монохроматора, т.е. изменении угла  $\theta$ , угол  $\varphi$  будет меняться в соответствии с (8) и максимумы интенсивности света с длиной волны  $\lambda$  будут перемещаться в фокальной плоскости камерного объектива. При этом через выходную щель будут проходить световые потоки, излучаемые источником на различных длинах волн  $\lambda$ , удовлетворяющих условию (8). Электрический сигнал от приемника излучения, расположенного за выходной щелью, будет пропорционален спектральной плотности излучения источника  $\rho_\lambda$ . Регистрирующая система синхронно с изменением длины волны запоминает сигнал с приемника, т.е. осуществляет запись спектра.

Выражение для угловой дисперсии дифракционного монохроматора может быть получено из (8) дифференцированием по  $\lambda$ :

$$D_\varphi = m/d \cos \varphi \quad (9)$$

Формула (8) позволяет также определить *свободную область дисперсии* решетки, т.е. максимальную ширину спектрального интервала исследуемого излучения, при которой спектры соседних порядков еще не перекрываются. Длинноволновый край спектра  $m$ -го порядка совпадает с коротковолновым краем спектра  $(m+1)$ -го порядка при выполнении условия  $m(\lambda + \Delta\lambda) = (m+1)\lambda$ , откуда

$$\Delta\lambda = \lambda/m \quad (10)$$

### Инструментальный контур.

Любой реальный спектральный прибор, регистрируя монохроматическое излучение, вместо бесконечно узкой линии дает некоторый контур конечной ширины, называемый *аппаратной функцией* или *инструментальным контуром*. Чем уже инструментальный

контур, тем меньше искажений вносит прибор в измеряемый спектр.

Вносимое прибором уширение линий в основном обусловлено следующими причинами:

### 1. Конечная ширина входной и выходной щелей монохроматора.

Сигнал на выходе монохроматора образуется в результате прохождения изображения входной щели через выходную щель, что приводит к уширению наблюдаемой линии (рис.7).

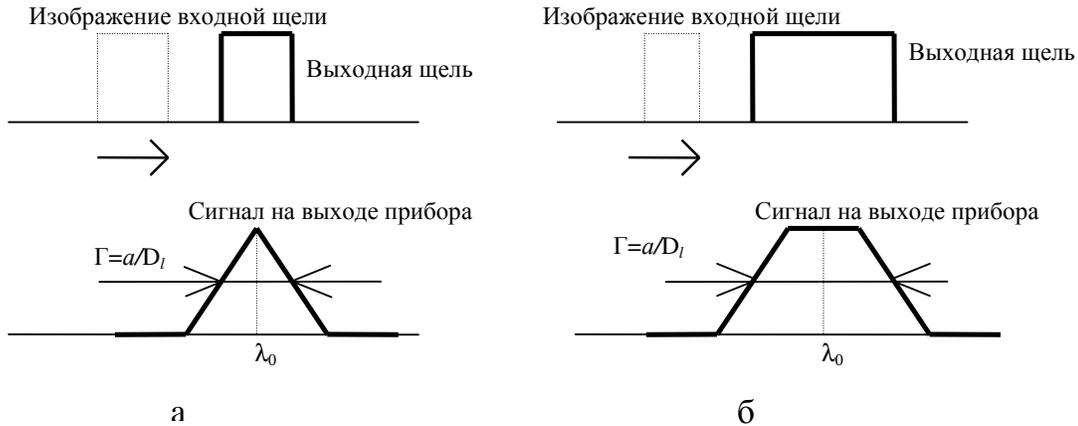


Рис.7. Формирование выходного сигнала спектрометра для случая: а)  $a_1 = a_2 = a$ ; б)  $a_2 = a > a_1$ .

Пусть входная щель шириной  $a_1$  освещается монохроматическим светом с длиной волны  $\lambda_0$ , а выходная щель имеет ширину  $a_2 = a_1$ . Так как щели расположены в фокальных плоскостях сферических зеркал 1 и 2 (рис.6), то в плоскости выходной щели будет наблюдаться изображение входной щели в виде узкой полоски, причем ширина этого изображения при равных фокусных расстояниях зеркал будет равна  $a_1$ . При повороте дифракционной решетки это изображение будет перемещаться в направлении, указанном стрелкой на рис.7а. Когда правый край изображения совпадет с левым краем выходной щели, начнется линейное нарастание сигнала (при равномерной освещенности сигнал пропорционален площади пересечения изображения и выходной щели). Сигнал на выходе достигнет максимального значения, когда изображение совпадет с выходной щелью, после чего начнется линейное спадание выходного сигнала до нулевого значения.

Таким образом, конечная ширина щелей приводит к тому, что вместо бесконечно узкой линии будет наблюдаться треугольный контур, ширина  $\delta\lambda$  которого на уровне 1/2 от максимального значения будет равна спектральной ширине щели  $\Gamma$ :

$$\delta\lambda = \Gamma = a / D_l. \quad (11)$$

где  $a$  - ширина щели,  $D_l$  - линейная дисперсия прибора (см. также (7)).

Если размеры щелей не совпадают, то, как видно из рис.7б, сигнал на выходе будет иметь вид трапеции, ширина которой равна  $\Gamma = a / D_l$ , где  $a$  - максимальный из размеров входной и выходной щелей.

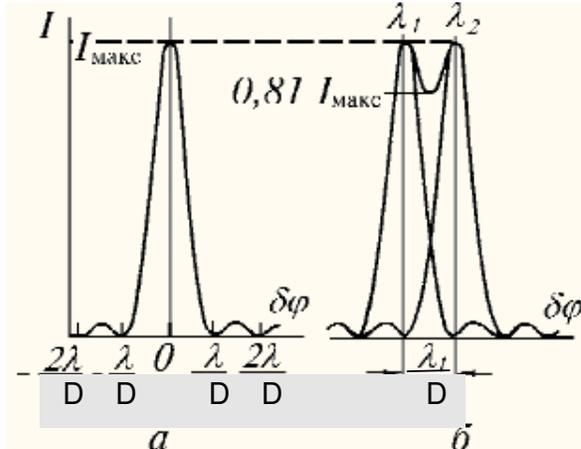
### 2. Дифракция света на диспергирующем элементе.

Геометрическое изображение входной щели уширяется в результате *дифракции света* на решетке (см. дополнение В). При освещении бесконечно узкой входной щели монохроматическим светом распределение интенсивности в плоскости выходной щели будет

задаваться формулой (В.1). Поэтому угловая ширина аппаратного контура при бесконечно узкой выходной щели будет определяться угловой шириной главного дифракционного максимума порядка  $m$ :

$$\delta\varphi = \lambda / N d \cos\varphi_m = \lambda / D' \quad (12)$$

где  $d$  - период решетки,  $N$  - число штрихов,  $D' = N d \cos\varphi_m$  - ширина пучка, дифрагировавшего под углом  $\varphi_m$ . Так как  $\varphi_m \approx \theta$ , то и  $D' \approx D$  (см. рис.6).



Вид аппаратного контура при бесконечно узких щелях и работе в первом порядке показан на рис.8а.

Вследствие конечности ширины инструментального контура возможности реального спектрального прибора по разделению двух близких по частотам линий ограничены. Для характеристики этих возможностей вводят понятие *разрешающей силы* или *разрешающей способности*, равной отношению длины волны  $\lambda$  к  $\delta\lambda$  - наименьшей разности длин волн двух монохроматических спектральных линий, при которой спектральный прибор их еще разделяет

Рис.8. а - инструментальный контур, обусловленный дифракцией света на решетке при ширине пучка  $D$ , б - критерий Релея.

$$R = \lambda / \delta\lambda.$$

Согласно *критерию Релея*, для дифракционной формы инструментального контура наименьший разрешимый интервал  $\delta\lambda$  равен расстоянию между главным максимумом и ближайшим к нему минимумом. Две монохроматические линии одинаковой интенсивности на таком расстоянии друг от друга (в угловой мере оно равно  $\delta\varphi = \lambda/D$ ) дают суммарный контур с двумя максимумами (рис.8б), провал между которыми составляет около 20% от интенсивности в максимуме.

Так как угловая дисперсия  $D_\varphi$  по определению есть

$$D_\varphi = \delta\varphi / \delta\lambda = \lambda / (D \delta\lambda)$$

то при дифракционной форме инструментального контура разрешающую силу можно выразить через угловую (или линейную) дисперсию:

$$R = \lambda / \delta\lambda = D \cdot D_\varphi = D \cdot D_l / F \quad (13)$$

Подставляя  $D_\varphi$  из (9), получим *теоретическую разрешающую способность* дифракционной решетки:

$$R = mN \quad (14)$$

Следует отметить, что выражение (13) может быть использовано и для призмного спектрометра, для которого  $D$  - диаметр пучка света, падающего на призму.

*Практическая разрешающая способность* будет определяться спектральной шириной

инструментального контура  $\delta\lambda$ , которая обусловлена, как указывалось выше, как дифракцией света на диспергирующем элементе, так и конечностью ширины щелей спектрометра. Казалось бы, следует работать с предельно узкими щелями, однако это приведет к резкому уменьшению светового потока, что может затруднить регистрацию слабых сигналов. Поэтому обычно выбирают ширину щелей таким образом, чтобы соответствующие вклады в  $\delta\lambda$  были равны, т.е. спектральная ширина щели  $\Gamma$  должна быть равна ширине дифракционного максимума  $F\delta\phi$  (см. (11) и (12)). Такая ширина щелей  $a_n$  называется *нормальной*. В итоге получаем:

$$a_n = F\lambda/D \quad (15)$$

т.е. нормальная ширина щели равна ширине главного дифракционного максимума.

При нормальной ширине щели разрешающая способность составляет около 75% от ее предельного значения (13). Уменьшение ширины щели обычно нецелесообразно, т.к. это, как отмечалось выше, приводит к резкому уменьшению светового потока.

Если ширина щели больше нормальной, то влиянием дифракционного уширения можно пренебречь, и практическую разрешающую силу в этом случае можно определять по формуле:

$$R = \lambda / \Gamma = \lambda D_l / a \quad (16)$$

где  $a$  - ширина щели,  $D_l$  - линейная дисперсия прибора.

## **Спектральная чувствительность.**

Вследствие того, что чувствительность фотоприемника (ФЭУ), отражательная способность дифракционной решетки и зеркал зависят от длины волны, распределение энергии  $I_{\text{вых}}(\lambda)$  на выходе спектрального прибора не соответствует действительному распределению на входе  $I_{\text{вх}}(\lambda)$ . *Спектральную чувствительность* прибора  $K(\lambda)$  определяют как отношение выходного сигнала к входному:

$$K(\lambda) = I_{\text{вых}}(\lambda) / I_{\text{вх}}(\lambda) \quad (17)$$

Для конкретного спектрального прибора  $K(\lambda)$  можно найти, если в качестве входного сигнала взять известный (эталонный) спектр  $I_{\text{эт}}(\lambda)$ .

Определив  $K(\lambda)$  прибора, при последующих измерениях истинный спектр излучения  $I_{\text{ист}}(\lambda)$  находят по формуле:

$$I_{\text{ист}}(\lambda) = I_{\text{изм}}(\lambda) / K(\lambda)$$

где  $I_{\text{изм}}(\lambda)$  - результат измерений.

## **2. Эксперимент.**

### **2.1. Экспериментальная установка.**

Исследование спектральных характеристик излучения проводится на установке, блок-

схема которой представлена на рис.9. В состав установки входят:

- 1) источники излучения;
- 2) монохроматор с блоком управления;
- 3) фоторегистрирующая система (фотоэлектронный умножитель с блоком питания и формирователем счетных импульсов);
- 4) блок сопряжения установки с компьютером;
- 5) персональный компьютер.

В качестве источника излучения используются лампа накаливания и две газоразрядные лампы: натриевая и неизвестная лампа, рабочее вещество которой необходимо определить в 4-м упражнении по спектру излучения. Натриевая лампа установлена стационарно на оптическом рельсе на расстоянии около 40 см от входной щели монохроматора. Между натриевой лампой и монохроматором расположен держатель, на котором устанавливается либо лампа накаливания, либо неизвестная лампа.

Дифракционный монохроматор типа МДР-23 или МДР-41 выделяет из падающего излучения узкий спектральный интервал, среднее значение длины волны которого указывается на счетчике прибора. Ширина входной и выходной щелей регулируются микрометрическим винтом в пределах 0-2 мм (подробное описание методики регулировки ширины см. в дополнении Г). Положение дифракционной решетки монохроматора регулируется с помощью шагового двигателя, который при поступлении сигнала с блока управления поворачивает решетку на малый угол.

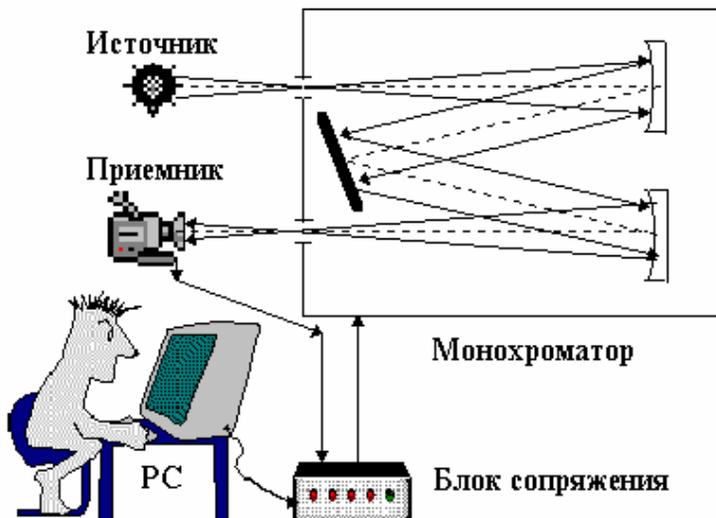


Рис.9.. Блок-схема экспериментальной установки.

За выходной щелью установлен фотоэлектронный умножитель (типа ФЭУ-79), обладающий наибольшей спектральной чувствительностью в области 500-600 нм и работающий в режиме счета фотонов. Электрический сигнал на выходе приемника пропорционален интенсивности излучения, прошедшего через выходную щель.

Персональный компьютер (PC) служит для управления экспериментом, накопления и анализа данных. Связь с экспериментальной установкой осуществляется через блок сопряжения, который подсоединен к СОМ-порту PC.

Блок сопряжения представляет собой электронную схему на базе микропроцессора, которая преобразует электрические сигналы необходимые для работы экспериментальной установки в цифровой код, и передает его компьютеру по последовательному каналу. Блок содержит счетчик импульсов ФЭУ и схему управления шаговым двигателем для поворота дифракционной решетки монохроматора.

## **2.2. Программа управления экспериментальной установкой.**

Программа работает в режиме "МЕНЮ", когда на экране монитора предлагается список возможных действий, из которых надо выбрать одно для продолжения работы. Меню состоит из нескольких "окошек", одно из которых окрашено другим цветом (т.н. "активное окно"). При нажатии клавиши <ENTER> будет выполняться директива именно этого окна. Смена активного окна осуществляется клавишами <СТРЕЛКА ВВЕРХ> и <СТРЕЛКА ВНИЗ>. При отказе от работы с данным меню надо нажать клавишу <ESC>, при этом программа возвращается на предыдущий уровень работы. Простейшие подсказки по режиму работы, отвечающему активному окну, содержатся в выделенной строке внизу экрана.

Кроме таких "командных" окон, в некоторых меню встречаются "числовые" окна, в которых указаны значения некоторых параметров, влияющих на работу программы. Для изменения какого-либо значения необходимо сделать соответствующее окно активным и перейти в режим редактирования текста этого окна. Для этого надо нажать любую цифровую клавишу, после чего в данном окне можно работать как в обычном текстовом редакторе. Выход из режима редактирования осуществляется нажатием клавиши <ENTER>.

После загрузки программы на экране монитора появляется основное меню, содержащее следующие команды:

**КАЛИБРОВКА  
ЭКСПЕРИМЕНТ  
ОБРАБОТКА  
АНАЛИЗ  
ВЫХОД**

Рассмотрим более подробно каждый из возможных режимов работы программы.

**КАЛИБРОВКА.** Калибровка монохроматора необходима для того, чтобы ввести в память компьютера информацию о значении длины волны, указанной на счетчике монохроматора. Калибровка производится в самом начале работы, в дальнейшем программа отслеживает все изменения показаний на счетчике, автоматически изменяя значение в пункте меню ДЛИНА ВОЛНЫ НА СЧЕТЧИКЕ. Значение длины волны задается в ангстремах и вводится в режиме "числового" окна. Так как при работе шагового двигателя возможны отдельные сбои, необходимо регулярно проверять соответствие значений и корректировать их, возвращаясь в режим КАЛИБРОВКА.

Для точной настройки монохроматора на указанную длину волны предусмотрен режим РУЧНАЯ НАСТРОЙКА ПРИБОРА, в котором можно изменять длину волны на счетчике, используя клавиши <СТРЕЛКА ВПРАВО (ВЛЕВО)>.

**ЭКСПЕРИМЕНТ.** В этом режиме осуществляется регулировка параметров эксперимента и его выполнение. Для проведения эксперимента необходимо в режиме "числового" окна ввести значения длин волн, с которой начнутся измерения и на которой закончатся измерения, шага по длине волны между отдельными измерениями, и времени измерения в каждой точке. Измерения можно проводить в любом направлении - как с увеличением значения длины волны на счетчике прибора, так и с уменьшением, что позволяет ускорить работу. Выбор направления зависит от соотношения значений начальной и конечной длин волн. Изменения в окне ДЛИНА ВОЛНЫ НА СЧЕТЧИКЕ невозможны - они осуществляются только при калибровке.

После ввода значений всех параметров переходят в "командное" окно НАЧАЛО ЭКСПЕРИМЕНТА и нажимают <ENTER>. Если длина волны на счетчике и начальная длина волны не совпадают, программа предлагает перенастроить монохроматор на начальную длину волны и при получении подтверждения запускает шаговый двигатель, при

этом в процессе настройки изменяются значения в окне ДЛИНА ВОЛНЫ НА СЧЕТЧИКЕ. Процесс установки можно прервать, нажав клавишу <ESC>. После установки монохроматора нажмите <ENTER> для начала измерений. При запуске эксперимента начинается работа шагового двигателя, на мониторе появляется график зависимости интенсивности сигнала от длины волны.

Существует несколько возможностей для управления ходом эксперимента. При нажатии на клавишу "P" (латинское, от слова PAUSE) работа шагового двигателя приостанавливается, на экране появляются два окна, в которых показываются значения текущей длины волны и интенсивности, измерения которой не приостанавливаются, а выполняются в течение всего режима паузы. Режим паузы может быть использован при настройке установки, когда можно подрегулировать положение источника излучения, размеры щелей и т.п. Понятно, что в случае проведения такой настройки эксперимент следует прервать и начать сначала. Выход из режима паузы осуществляется при нажатии любой клавиши.

Если значение интенсивности велико и превосходит максимальное значение на оси Y графика, программа автоматически изменяет масштаб. При малых интенсивностях масштаб может быть изменен нажатием клавиши <ПРОБЕЛ>. Клавишей <ESC> можно прервать выполнение эксперимента.

При снятии экспериментальной зависимости в случае большой интенсивности сигнала возможны следующие отклонения от нормального режима регистрации:

1) если за время измерения число импульсов превысит 65000, то счетчик числа импульсов переполняется и выдает число, уменьшенное на эту величину, при этом на графике наблюдается резкое изменение сигнала. В этом случае необходимо прервать (или приостановить для корректировки в режиме паузы) эксперимент и либо установить поглощающий светофильтр, либо уменьшить размеры щелей, либо уменьшить время накопления сигнала. При очень больших значениях сигнала счетчик может выдавать нулевые значения. Чтобы отличить этот случай от случая, когда сигнал действительно равен нулю, можно в режиме паузы кратковременно перекрыть излучение на входе монохроматора. Если при этом появляются ненулевые значения, то, следовательно, сигнал слишком велик и его следует уменьшить.

2) счетчик числа импульсов способен считать со скоростью не более 200-500 тысяч импульсов в секунду, при превышении этой скорости выдаваемое счетчиком число произвольно уменьшается (например, при регистрации мощной спектральной линии это может привести к "расщеплению" максимума на две линии). Методика определения подобного режима и его устранения аналогична изложенной выше (отметим, что изменение времени накопления не приведет к желаемому результату, т.к. при его уменьшении скорость счета не изменится).

По окончании эксперимента его результаты могут быть занесены в банк данных всех экспериментов под соответствующим номером, присваиваемым каждому измерению. В рабочей тетради необходимо записать все условия (источник излучения, параметры входной и выходной щели и т.п.) для последующего анализа результатов. Если эксперимент по каким-либо причинам неудачен, его результаты не следует запоминать (чтобы не расходовать ресурсы памяти), для этого нажмите клавишу <ESC>.

**ОБРАБОТКА.** В этом режиме производится анализ результатов только последнего эксперимента. При входе в данный режим на экране монитора появляются график зависимости интенсивности сигнала от длины волны, курсор в виде "креста" и два окошка, в которых показываются значения длины волны и интенсивности в точке графика, соответствующей координатам центра "креста". Перемещения курсора осуществляются

клавишами <СТРЕЛКА ВПРАВО (ВЛЕВО, ВВЕРХ, ВНИЗ)>, при этом автоматически изменяются и значения в окошках. Так как в спектроскопии часто требуется определять ширину линии на уровне половины от интенсивности в максимуме, для упрощения этой операции предусмотрена специальная командная клавиша <F2>. Если установить курсор на максимум исследуемой спектральной линии и нажать на клавишу <F2>, курсор переместится в точку графика, соответствующую половинному уровню по интенсивности. После этого на графике с помощью клавиш <СТРЕЛКА ВПРАВО (ВЛЕВО)> можно найти значения длин волн, отвечающих данному уровню. Для выхода из режима следует нажать клавишу <ESC>.

**АНАЛИЗ.** В этом режиме можно на одном графике представить результаты сразу нескольких экспериментов для последующего сравнительного анализа. Вызов результатов какого-либо эксперимента осуществляется по его номеру, поэтому необходимо в рабочую тетрадь заносить все условия его выполнения. При нажатии на клавишу <F1> можно получить краткую информацию о списке команд, выполняемых в этом режиме.

Рассмотрим более подробно действие программы при получении каждой из команд.

**<INS> - добавить график на экран монитора.** Необходимо указать номер эксперимента, после чего на экране дополнительно к уже имеющимся графикам добавляется новый, изображаемый отличным от других графиков цветом, а в правой части экрана появляется его номер, совпадающий по цвету с цветом графика. Масштаб изображения меняется автоматически в соответствии с масштабами всех графиков, представленных на экране.

**<DEL> - стереть график с экрана монитора.** Действие команды аналогично команде <INS>, только при этом выбранный график исчезает с экрана, при этом часть графиков может изменить цвет.

**<BACKSPACE> - удалить данные эксперимента из памяти.** Действие команды аналогично предыдущим командам, при этом результаты эксперимента удаляются из памяти и не могут быть в дальнейшем вызваны на экран, при этом перенумерация экспериментов не производится. Эту команду следует использовать для освобождения памяти компьютера.

**<ENTER> - курсор для определения координат на графике.** Этот режим полностью аналогичен режиму **ОБРАБОТКА** основного меню.

**<HOME> - работа со спектром черного тела.** При обращении к этой команде на экране монитора должны быть представлены результаты только одного эксперимента  $I_{\text{вых}}(\lambda)$ , выполненного с лампой накаливания, спектр излучения которой можно считать близким к спектру излучения черного тела. При нажатии на клавишу <ENTER> на экране монитора появляется теоретическая зависимость  $I_{\text{т}}(\lambda)$  излучения черного тела от длины волны, вычисленная по формуле (4). В связи с тем, что результаты измерений выражены в относительных единицах, программа производит нормировку экспериментальной  $I_{\text{вых}}(\lambda)$  и теоретической  $I_{\text{т}}(\lambda)$  зависимостей к одному значению на длине волны 5500 А.

Если экспериментальная зависимость имеет шумовые выбросы, то для ее “сглаживания” предусмотрена специальная программа, которая запускается нажатием клавиши <ПРОБЕЛ>.

Для вычисления коэффициента спектральной чувствительности установки от длины волны нажмите на клавишу <ENTER>, при этом программа вычислит коэффициент по формуле (17), и на экране появится зависимость  $K(\lambda)$ .

Нажатием клавиши <ENTER> эта зависимость заносится в память ЭВМ.

**<ПРОБЕЛ> - нормировка на чувствительность прибора.** Данный режим предназначен для определения истинного соотношения интенсивностей отдельных линий и используется только при условии, что кривая спектральной чувствительности прибора

предварительно найдена в ходе работы в режиме **работа со спектром черного тела**. Нормировка осуществляется только для экспериментов, представленных на экране монитора, при нажатии клавиши **<ПРОБЕЛ>**, при этом данные изменяются только на экране, а в памяти сохраняются истинные результаты измерения. Для анализа нормированных данных необходимо войти в режим **курсор для определения координат на графике**, нажав клавишу **<ENTER>**. В этом режиме при изменении числа графиков (клавиши **<INS>** или **<DEL>**) на экране вместо нормированных данных вновь будут представлены истинные результаты, поэтому нормировку следует повторять при любом изменении числа графиков.

**ВЫХОД.** Данный режим предусматривает, кроме выхода из программы по завершении работы, и возможность удаления результатов всех ранее выполненных экспериментов (очистка памяти компьютера) без выхода из программы. Для этого требуется нажать клавишу **<ПРОБЕЛ>** и вернуться в программу, при этом нумерация экспериментов начнется с единицы.

### **2.3. Проведение эксперимента.**

*Перед началом работы необходимо включить блок питания ФЭУ и блок сопряжения, а также блок питания системы сопряжения (для МДР-41). Загрузка программы осуществляется преподавателем или дежурным лаборантом. На установке имеется список рекомендаций по режимам работы для выполнения каждого из упражнений, а также приведены значения параметров, требуемых для выполнения расчетов.*

#### **Упражнение 1. Определение спектральной чувствительности экспериментальной установки.**

Как отмечалось выше, для определения спектральной чувствительности прибора следует провести измерения какого-либо хорошо известного (эталонного) спектра  $I_{\text{эт}}(\lambda)$ . Сравнение зарегистрированного на данном спектрометре спектра  $I_{\text{вых}}(\lambda)$  с эталонным позволяет по формуле (17) определить спектральную чувствительность экспериментальной установки.

В настоящем упражнении проводятся измерения спектра лампы накаливания, который в диапазоне измерений можно считать близким к спектру абсолютно черного тела (4).

##### ***Измерения.***

1. Установите лампу накаливания на рельс оптической установки напротив входной щели и включите ее.
2. После прогрева лампы в течении 1-2 минут проведите измерения спектра лампы накаливания в интервале длин волн от 4000 до 7000 ангстрем с шагом 40 ангстрем.
3. Выключите лампу накаливания, снимите ее и включите натриевую лампу (для 2-го упражнения), так как время прогрева лампы составляет около 10-15 минут. После этого приступайте к обработке результатов 1-го упражнения.

##### ***Обработка результатов.***

1. Обработка результатов проводится в соответствии с указаниями по режимам работы **АНАЛИЗ** и **работа со спектром черного тела**.

2. Зарисовать в тетради примерный вид кривой спектральной чувствительности  $K(\lambda)$ .

## Упражнение 2. Определение линейной дисперсии спектрометра.

Для определения линейной дисперсии монохроматора следует провести измерение сигнала на выходе прибора для монохроматического источника при узкой входной и широкой выходной щелях. Как было показано ранее, сигнал на выходе будет иметь вид трапеции, при этом ширина трапеции  $\delta\lambda$  (по уровню 1/2 от интенсивности в максимуме), выраженная в ангстремах, будет выражаться формулой (11).

Измеряя сигнал от монохроматических источников с различными длинами волн, можно получить зависимость линейной дисперсии прибора  $D_l(\lambda)$  от длины волны  $\lambda$ .

### *Измерения.*

1. Включите натриевую лампу. Установите ширину входной щели 30 мкм, а выходной 100 мкм.

2. После прогрева лампы запишите спектры трех дублетов Na в области длин волн  $\overset{\circ}{4970-4990 \text{ \AA}}$  (1-й),  $\overset{\circ}{5675-5690 \text{ \AA}}$  (2-й),  $\overset{\circ}{6150-6170 \text{ \AA}}$  (3-й). Так как интенсивности этих линий сильно отличаются друг от друга, при измерении перед входной щелью необходимо установить соответствующие нейтральные фильтры (см. рекомендации к установке).

3. Занесите результаты каждого из измерений в память ЭВМ, при этом каждому из экспериментов будет присвоен соответствующий номер.

4. Обработку измерений можно проводить непосредственно после записи каждого дублета в режиме **ОБРАБОТКА** или после проведения всех измерений.

### *Обработка результатов.*

1. Войдите в режим работы **АНАЛИЗ** и выведите на монитор результаты измерений первого дублета натрия.

2. Войдите в режим **курсор для определения координат на графике** и найдите ширину  $\delta\lambda_1$  и  $\delta\lambda_2$  каждой из линий дублета.

3. По формуле (11) найдите линейную дисперсию прибора.

4. Проведите аналогичные измерения для остальных дублетов натрия.

5. Постройте график зависимости линейной дисперсии прибора от длины волны и объясните его.

## Упражнение 3. Влияние ширины щели на характеристики спектрометра.

В этом упражнении проводятся измерения спектра натрия в диапазоне  $\overset{\circ}{5885-5900 \text{ \AA}}$  (желтый дублет). Целью упражнения является изучение зависимости разрешающей способности спектрометра от ширины щели.

### *Измерения.*

1. Установите ширины входной и выходной щелей 30 мкм.

2. Запишите спектр дублета Na в области длин волн  $\overset{\circ}{5885-5900 \text{ \AA}}$ .

3. Повторяйте измерения, постепенно увеличивая ширину щелей на 30-50 мкм, до тех пор, пока линии дублета не сольются в одну. Так как по мере увеличения ширины щелей интенсивность сигнала будет возрастать, необходимо уменьшать время измерения.

4. Рассчитав по формуле (15) нормальную ширину щели, проведите несколько измерений в этой области.

#### ***Обработка результатов.***

1. Войдите в режим работы **АНАЛИЗ** и последовательно выведите на монитор результаты всех измерений с различными значениями ширины щелей.

2. Войдите в режим **курсор для определения координат на графике** и найдите ширину  $\delta\lambda_1$  и  $\delta\lambda_2$  каждой из линий дублета для каждого значения ширины щелей. Результаты занесите в таблицу.

3. Постройте график зависимости ширины линии в спектре от ширины щелей спектрометра. Нанесите на оси абсцисс значения нормальной ширины щели, а также ширины щели, при которой дублет натрия не разрешается. Объясните получившиеся результаты.

По этому же графику, используя формулу (11), найдите линейную дисперсию прибора в данном спектральном диапазоне. Сравните с результатами упражнения 2.

4. Определите практическую разрешающую способность прибора для каждой из линий дублета по формуле (16) и вычислите среднее значение. Постройте график зависимости разрешающей способности от ширины щелей спектрометра. Рассчитайте по формуле (14) значение теоретической разрешающей способности. Объясните получившиеся результаты.

5. Определите величину спектрального интервала между линиями дублета натрия и рассчитайте минимальное значение  $R_{\text{мин}}$  разрешающей способности прибора, при котором эти линии еще будут разрешены. Найдите, какой ширине щели щели соответствует  $R_{\text{мин}}$  и сравните с результатами эксперимента.

6. Зарисуйте качественно контуры спектральных линий дублета натрия для различных значений ширины щелей. Поясните наблюдаемые изменения формы сигнала.

#### **Упражнение 4. Качественный спектральный анализ излучения газа.**

В данном упражнении определяется тип газа по спектральному составу его излучения.

#### ***Измерения.***

1. Установите газоразрядную лампу, наполненную неизвестным газом.

2. Включите лампу и проведите измерения в диапазоне 5700-6300 ангстрем с шагом 0.5 ангстрема.

#### ***Обработка результатов.***

1. Войдите в режим работы **АНАЛИЗ** и выведите на монитор результаты измерения.

2. Проведите нормировку результатов измерения на спектральную чувствительность прибора (нажатием клавиши <ПРОБЕЛ>).

3. Войдите в режим **курсор для определения координат на графике** и определите положение и интенсивность спектральных линий. Результаты занесите в таблицу.

4. Пользуясь таблицами (дополнение Д), установите тип газа.

### **3. Литература.**

1. Матвеев А.Н. Оптика. М., Высш. шк., 1985.
2. Бутиков Е.И. Оптика. М., Высш. шк., 1985.
3. Лебедева В.В. Техника оптической спектроскопии. М., изд. МГУ, 1986.

### Дополнение А. Квантовые числа.

В соответствии с квантовомеханической векторной моделью атома состояние электрона в атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами:  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  и  $m_s$ .

**главное квантовое число  $n$**  характеризует потенциальную энергию электрона в поле ядра, принимает значения 1, 2, 3, ...;  $n$  - это номер электронной оболочки;

**орбитальное квантовое число  $l$**  характеризует абсолютную величину орбитального момента количества движения электрона для электронной оболочки с номером  $n$ , причем  $l$  может принимать дискретные значения  $l = 0; 1; \dots; n - 1$ , (всего  $n - 1$  значение). Вместо цифровых обозначений часто используют буквенные: s (для  $l = 0$ ), p (для  $l = 1$ ), d (для  $l = 2$ ), f (для  $l = 3$ ) ..., а электроны называют S-электронами, d-электронами и т.д.

**магнитное квантовое число  $m_l$**  характеризует величину проекции орбитального момента электрона на выбранное направление :  $m_l = -l, -l + 1, \dots, -1, 0, 1, \dots, l$ . (всего  $2l + 1$  значение).

**спиновое квантовое число  $m_s$**  характеризует проекцию собственного момента электрона (или спина) на выбранное направление и принимает два значения  $m_s = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ .

Количество квантовых чисел равно числу степеней свободы системы; в данном случае их 4 (3 - для движения электрона в поле ядра и 1 - для "вращения" электрона вокруг своей оси).

В соответствии с принципом запрета Паули в каждом квантовом состоянии может находиться не более одного электрона. Отсюда вытекают следующие ограничения на число электронов для каждой электронной оболочки:

1) на первой оболочке ( $n = 1$ ) могут находиться два электрона, отличающихся спиновыми квантовыми числами  $m_s$ , т.к.  $l = 0, m_l = 0$ .

2) на второй оболочке ( $n = 2$ ) могут находиться восемь электронов: ( $l = 0, m_l = 0$ ), ( $l = 1, m_l = -1$ ), ( $l = 1, m_l = 0$ ), ( $l = 1, m_l = 1$ ) - 4 комбинации для каждого из 2-х значений  $m_s$ .

3) на третьей оболочке ( $n = 3$ ) могут находиться восемнадцать электронов: ( $l = 0, m_l = 0$ ), ..... , ( $l = 2, m_l = 2$ ) и т.д..

Общее число электронов на оболочке с номером  $n$  выражается формулой  $2n^2$ .

Каждому квантовому состоянию соответствует определенное значение энергии - энергетическое состояние, называемое *термом*. В отсутствии внешних полей два состояния, отличающиеся только спиновым квантовым числом  $m_s$ , имеют одинаковую энергию.

Для характеристики электронной системы атома, имеющего несколько электронов, вводят квантовые числа  $L, S$  и  $J$ .

**Квантовое число  $L$**  характеризует общий орбитальный момент атома, который может быть определен по правилу векторного сложения моментов импульса отдельных электронов

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i, \quad L = |\vec{L}|$$

При векторном сложении должно соблюдаться правило пространственного квантования, т.е.  $L$ , также как и  $l$ , может принимать только целые значения:  $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ , обозначаемые обычно большими буквами S, P, D, F, J, H, ....

**Квантовое число  $S$**  - суммарный спиновый момент получается суммированием спиновых моментов электронов

$$\vec{S} = \sum_i \vec{m}_s, \quad S = |\vec{S}|$$

**S** принимает целые значения ( $S = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) при четном числе электронов в атоме и полуцелые ( $S = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ ) - при нечетном.

Величина суммарного спинового момента определяет число состояний  $k$  с одинаковой энергией, т.е. кратность (или мультиплетность) термов:

$$k=2S+1.$$

**Квантовое число J** - определяет величину общего момента количества движения атома, равную сумме  $\overset{\cdot}{L}$  и  $\overset{\cdot}{S}$  :

$$\overset{\cdot}{J} = \overset{\cdot}{L} + \overset{\cdot}{S}$$

Также как и **S**, **J** может принимать либо целые, либо полуцелые значения.

Квантовые числа **L** и **S** полностью определяют терм, который символически записывается в следующем виде:

$$n^k L_J,$$

где на месте **L** стоит соответственное буквенное обозначение S, P, D, F, J, H, ..., слева сверху указывается его мультиплетность  $k$ , а справа внизу - значение полного момента **J**.

При записи терма, характеризующего состояние атома, обычно учитываются только валентные электроны, составляющие внешнюю, не полностью заполненную оболочку. Это связано с тем, что для заполненных оболочек при нормальном состоянии квантовые числа **L** и **S** равны нулю. Например, запись  $3^2 P_{1/2}$  означает, что  $n = 3$ ,  $S = 1/2$  (т.к.  $k=2$ ),  $L = 1$ , а т.к.  $J = 1/2$ , то вектора **S** и **L** направлены в противоположные стороны. Это означает, что на третьей оболочке находится единственный валентный электрон.

Атом излучает или поглощает энергию при переходе с одного энергетического состояния (терма) на другой, при этом в соответствии с *правилом отбора* разрешены только такие переходы, при которых изменения квантовых чисел **L** и **J** удовлетворяют условиям:

$$\Delta L = \pm 1, \quad \Delta J = 0, \pm 1.$$

Отметим, что векторная модель атома, построенная в основном на законах классической механики, лишь в ограниченной степени передает физическую сущность процессов. В данной модели атом представляется в виде ядра, вокруг которого по орбитам "вращаются" электроны. В квантовой механике различные состояния атома соответствуют различному распределению электронной плотности вокруг ядра.

## **Дополнение Б. Спектр натрия.**

Рассмотрим схему энергетических уровней и переходов между ними для атома натрия. Атом натрия имеет 11 электронов, которые полностью заполняют первую (2 электрона) и вторую (8 электронов) оболочки, и на третьей оболочке остается один валентный электрон. Записи термов для атома соответствуют положению этого электрона.

Так как суммарный спиновый момент **S** в случае одного валентного электрона всегда равен 1/2, кратность терма  $k$  всегда равна 2.

Основным состоянием атома, соответствующим минимуму энергии, будет терм  $3^2 S_{1/2}$ . Все остальные S-термы отличаются друг от друга лишь значением главного квантового числа  $n$ .

Для P-термов  $L = 1$ , следовательно, возможные значения  $J = 1/2$  или  $3/2$ . Поэтому все P-термы двойные и обозначаются  $n^2 P_{1/2}$  и  $n^2 P_{3/2}$ ,  $n = 3, 4, 5, \dots$ . Точно также двойными являются и все другие термы D, F, ....

В спектре излучения натрия, как и других щелочных металлов, выделяют следующие серии:

1) Совокупность переходов с  $n$  P - термов атома на основной  $3S$  носит названия *главной серии*.

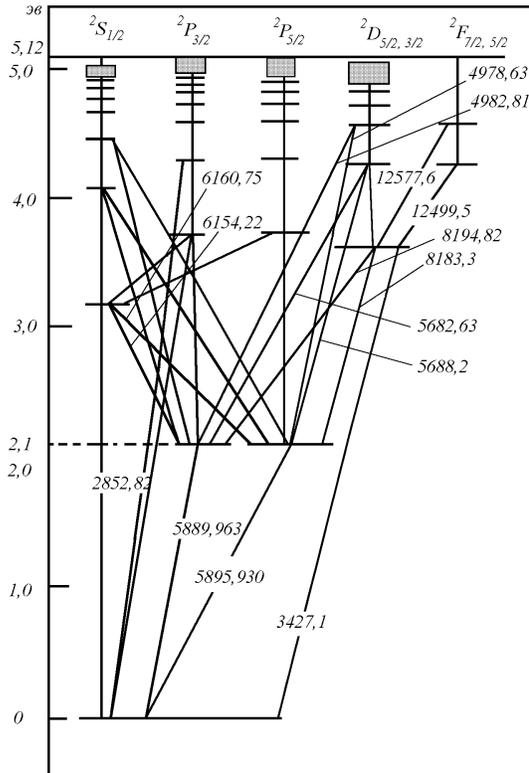
Так как каждый из P термов двойной, а терм S одиночный, то каждому значению  $n$  будут соответствовать две близкорасположенные спектральные линии - *дублет*:

$$3^2 S_{1/2} - n^2 P_{1/2}, \quad 3^2 S_{1/2} - n^2 P_{3/2}; \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

(в такой форме записи первым указывается нижний уровень, вторым - верхний). В этой серии

переменным термом является р - терм, отсюда и название для серии ( от слова *principal* - главный ).

2) *Первая побочная, или диффузная серия* представляет собой переходы с D-уровней на 3P-уровни:



$$3^2 P_{1/2} - n^2 D_{3/2};$$

$$3^2 P_{3/2} - n^2 D_{3/2};$$

$$3^2 P_{3/2} - n^2 D_{5/2};$$

$$n = 3, 4, 5, \dots$$

Все линии в этой серии представляют собой триплеты. Переход  $3^2 P_{1/2} - n^2 D_{5/2}$  запрещен правилом отбора, т.к. для этого перехода  $\Delta J = 2$ . Переменным в этой серии является d-терм (от diffuse - размытый).

3) *Вторая побочная, или резкая серия* представляет собой переходы с более высокого S - уровня на нижние P-уровни:

$$3^2 P_{1/2} - n^2 S_{1/2},$$

$$3^2 P_{3/2} - n^2 S_{1/2};$$

$$n = 4, 5, 6, \dots$$

Как и в главной серии, все линии будут дублетами. Переменным термом является S - терм (*sharp* - резкий ).

4) *Фундаментальная серия, или серия Бергмана*

$$3^2 D_{3/2, 5/2} - n^2 F_{5/2, 7/2}, n = 4, 5, 6, \dots$$

Переменный терм f (от *fundamental* - фундаментальный).

## Дополнение В. Дифракция света на решетке.

Рассмотрим дифракцию света на дифракционной решетке, представляющей собой совокупность  $N$  бесконечно длинных щелей, имеющих одинаковую ширину  $b$  и расположенных на одинаковом расстоянии  $d$  друг от друга. Пусть на дифракционную решетку падает нормально плоская монохроматическая волна с длиной волны  $\lambda$ . Для определения интенсивности света, распространяющегося в направлении, составляющем угол  $\phi$  с нормалью, необходимо просуммировать амплитуды волн, приходящих в точку наблюдения с учетом того, что разность фаз между волнами, приходящими от соседних щелей, равна  $k d \sin \phi$ . Вводя обозначение  $\delta = \pi d \sin \phi / \lambda$ , получаем следующее выражение для интенсивности дифрагированных под углом  $\phi$  лучей :

$$I_{\phi} = I_0 \left( \frac{\sin u}{u} \right)^2 \left( \frac{\sin N \delta}{\sin \delta} \right)^2, \quad (B.1)$$

где  $I_0$  - интенсивность в центре дифракционной картины при дифракции на одной щели,

$$u = \pi b \sin \phi / \lambda.$$

Первый член в скобках, называемый дифракционным, описывает дифракцию на одной щели размера  $b$ . Второй член, описывает интерференцию излучения, приходящего от различных щелей, и

носит название интерференционного. Вид этих функции в зависимости от  $\sin\varphi$  показан на рисунке В1.

Обычно дифракционные решетки, используемые в спектральных приборах, работают на отражение (см. рис.6). Если излучение падает на решетку под углом  $\theta$ , то выражения для  $u$  и  $\delta$  принимают вид:  $u = \pi b(\sin\theta - \sin\varphi)/\lambda$ ,  $\delta = \pi d(\sin\theta - \sin\varphi)/\lambda$ .

Положение главных интерференционных максимумов  $\varphi_m$  может быть найдено из соотношений  $\delta = \pi, 2\pi, \dots, m\pi, \dots$ , т.е.

$$d(\sin\theta - \sin\varphi_m) = m\lambda \quad (B.2)$$

где  $m=0,1,2, \dots$  - порядок максимума.

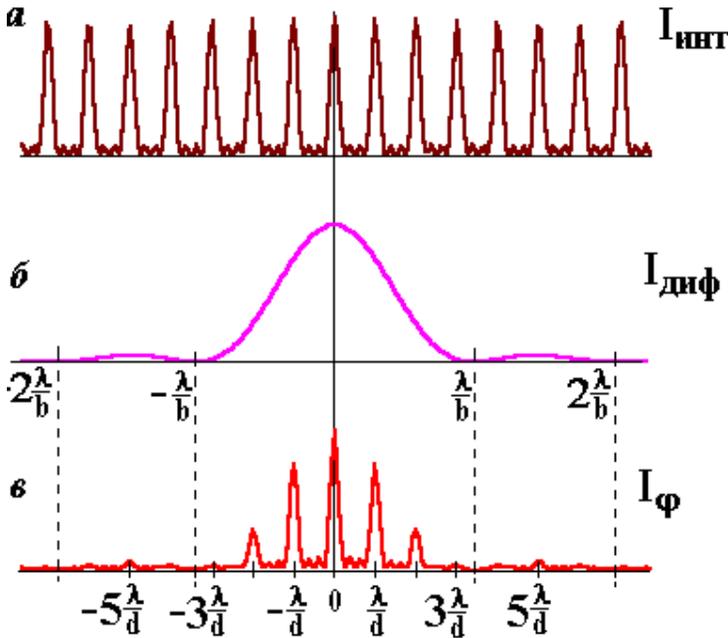


Рис. В1. Дифракция на  $N=4$  щелях:  $a$  - интерференционный член,  $b$  - дифракционный член,  $c$  - общий вид дифракционной картины (B.1).

влияние дифракционного члена в формуле (B.1), что приводит к уменьшению интенсивности максимума. Поэтому обычно спектральные приборы работают в 1-2-м порядках.

Так как  $\varphi_m \approx \theta$ , а  $Nd$  есть ширина освещаемой части дифракционной решетки, то выражение (B.4) для угловой ширины максимума можно преобразовать к виду:

$$\Delta\varphi_m = \lambda/D \quad (B.5)$$

где  $D$  - максимальный размер пучка, падающего на решетку (рис.6).

Разрешение решетки определяется двумя параметрами:

1) угловой дисперсией решетки:

$$D_\varphi = \delta\varphi/\delta\lambda = m/d\cos\varphi_m \quad (B.3)$$

определяющей угловое разнесение лучей с разными длинами волн.

2) угловой шириной  $\Delta\varphi_m$  максимума порядка  $m$ , т.е. угловым расстоянием между максимумом и ближайшим минимумом при монохроматическом освещении решетки. Соотношение для  $\Delta\varphi_m$  можно найти из решения уравнения  $\delta = m\pi + \pi/N$ :

$$\Delta\varphi_m = \lambda/(Nd\cos\varphi_m) \quad (B.4)$$

Из (B.2) видно, что от длины волны падающего излучения зависит положение всех интерференционных максимумов, кроме центрального ( $m=0$ ). Угловая ширина практически не зависит от  $m$ , а угловая дисперсия растет пропорционально  $m$ , однако с ростом  $m$  начинает сказываться

### Дополнение Г. Установка ширины щели.

Раздвижная щель имеет механизм, позволяющий с большой точностью регулировать ее размер. На вертикальной шкале нанесены следующие деления: 0, 0.1, 0.2, 1.2, 2.2, 3.2 и 4.2. Шкала вращающегося барабана разбита на 100 делений. Цена деления зависит от показаний на вертикальной шкале. В диапазоне значений от 0 до 0.2 один полный оборот барабана изменяет размер щели на 0.1 мм (одно деление барабана равно 0.001 мм или 1 мкм). После того, как размер щели превысит 0.2 мм, цена деления барабана возрастает в 10 раз, т.е. полный оборот соответствует изменению на 1 мм, а одно деление барабана 0.01 мм или 10 мкм. Ширина щели равна сумме

показаний по вертикальной шкале и шкале барабана.

*Пример 1.* Показание по вертикальной шкале 0.1, показание на барабане 40. Ширина щели  $0.1+40*0.001 = 0.14$  мм или 140 мкм.

*Пример 2.* Показание по вертикальной шкале 1.2, показание на барабане 30. Ширина щели  $1.2+30*0.01 = 1.5$  мм.

В работе щели шириной более 0.5 мм не используются.

**Дополнение Д. Наиболее интенсивные линии свечения некоторых газов (длины волн в ангстремах).**

Гелий	Неон	Аргон	Криптон	Ксенон
4472	4957	4965	4464	4922
5875	5331	5009	4502	5089
5876	5341	5017	5562	5292
6678	5401	5062	5570	5314
7065	5764	5142	5871	5339
	5852	5145	7587	5419
	5882	6115		5977
	5976	6172		6036
	6030	6243		6051
	6074	6483		6098
	6164	6638		6356
	6217	6640		
	6267	6644		
	6334			
	6383			
	6402			
	6599			
	6930			
	7032			