

## 1. Спектральные линии щелочных металлов.

Атомы щелочных металлов Li, Na, K, Rb и Cs имеют один валентный электрон. Внутренние электроны щелочных металлов образуют электронную оболочку, характерную для инертных газов. Например, ион  $Li^+$  имеет такую же электронную оболочку, что и атом гелия. Электронные оболочки инертных газов обладают сферической симметрией и мало деформируются внешними воздействиями. Таким образом, можно считать, что внешний электрон щелочных металлов движется в центральном поле, созданным ядром и внутренними электронами. Действие электронной оболочки сводится к экранированию поля ядра, причем это экранирование различно для различных расстояний от ядра.

Если валентный электрон находится на расстоянии  $r$  от ядра, то по теореме Гаусса получаем, что действующее на него электрическое поле  $\epsilon(r)$  равно:

$$\epsilon(r) = \frac{q(r)}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (1.1)$$

где  $q(r)$  – заряд, заключенный внутри сферы радиуса  $r$ . Заряд  $q(r)$  внутри сферы можно представить в виде:

$$q(r) = e[Z - N(r)]. \quad (1.2)$$

Здесь  $e$  – элементарный заряд,  $Z$  – порядковый номер элемента,  $N(r)$  – среднее число внутренних электронов внутри сферы радиуса  $r$ . (Дело в том, что электроны в атоме могут с разной вероятностью находиться на разных расстояниях от ядра. Величина  $N(r)$  может быть вычислена методами квантовой механики.)

Потенциальная энергия валентного электрона равна:

$$L'(r) = \frac{[Z - N(r)] e}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.3)$$

С увеличением расстояния от ядра экранирование растет, и в области  $r \gg a$ , где  $a$  – радиус внутренней электронной оболочки, число электронов  $N(r)$  равно числу электронов внутренней оболочки  $N(r) = N = Z - 1$ . При этом потенциальная энергия валентного электрона совпадает с потенциальной энергией электрона в атоме водорода. Спектр значений энергий валентного электрона в атомах щелочных металлов похож на спектр атома водорода. Основное отличие заключается в том, что собственные значения энергии зависят не только от главного квантового числа  $n$ , но и от орбитального квантового числа  $l$ , определяющего момент импульса. Как говорят, в щелочных металлах вырождение по  $l$  снимается, т.е. энергия зависит от величины момента импульса.

Уровни энергии щелочных металлов можно представить в виде:

$$E_{nl} = \frac{hcR}{(n + \sigma_l)^2}, \quad (1.4)$$

В формуле (1.4)  $R$  – постоянная Ридберга, равная  $R = 10973700 \text{ м}^{-1}$ ,  $n$  – главное квантовое число,  $\sigma_l$  – поправка, зависящая от орбитального квантового числа  $l$ . Поправка  $\sigma_l$  тем меньше, чем дальше от ядра находится валентный электрон. Уровни, соответствующие далеким орбиталам валентного электрона, являются водородоподобными. Оптические спектры щелочных металлов возникают при переходах валентного электрона. В спектроскопии принято характеризовать спектральные линии не частотой, а *волновым числом*, численно равным обратной величине длины волны:

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}.$$

Волновые числа спектральных линий представляются в виде разности двух термов

$$\nu' = T_{n'l} - T_{n'l'},$$

где терм  $T_{n'l}$  связан с соответствующим уровнем энергии соотношением

$$T_{nl} = - \frac{E_{nl}}{hc}$$

Возможны не любые комбинации термов, а только такие, для которых квантовые числа  $l$  различаются на единицу, т.е. возможны лишь переходы, при которых

$$\Delta l = \pm 1. \quad (1.5)$$

Условие (1.5) носит название *правила отбора для квантового числа  $l$* . (В квантовой механике показывается, что правила отбора являются следствием ортогональности собственных функций, соответствующих различным собственным значениям энергии). На рис. 1 приведена схема уровней и спектральные серии атома натрия.

Основному состоянию валентного электрона для Na соответствуют квантовые числа  $n = 3$  и  $l = 0$ . Сокращенно термы записывают, указывая число  $n$  с добавлением букв S

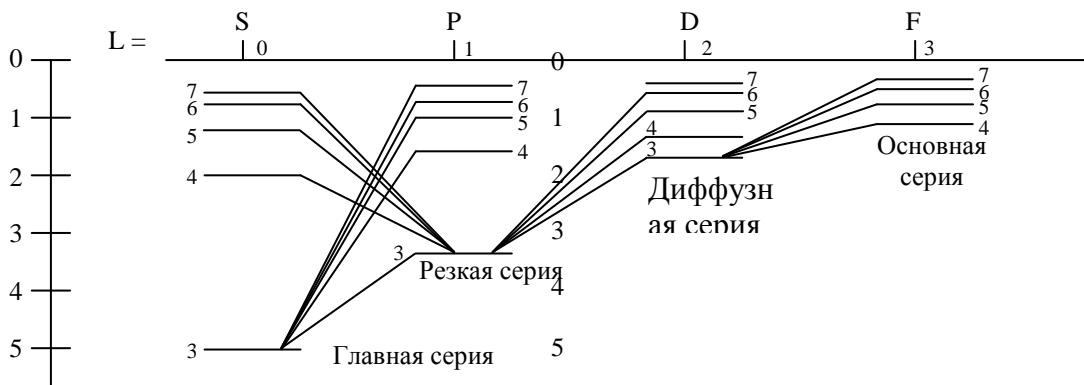


Рис. 1. Схема уровней и спектральные серии атома натрия.

( $l = 0$ ), P ( $l = 1$ ), D ( $l = 2$ ), F ( $l = 3$ ). В такой системе записи терм основного состояния имеет вид  $3S$ .

В спектрах испускания щелочных металлов наиболее интенсивными являются четыре серии линий: *главная, резкая, диффузная* и *основная* (см. рис. 1.)

Волновые числа для спектральных серий натрия могут быть представлены в следующем виде:

главная серия:  $\nu' = T_{30} - T_{n1} = 3S - nP \quad (n = 3, 4, \dots)$   
резкая серия:  $\nu' = T_{31} - T_{n0} = 3P - nS \quad (n = 4, 5, \dots)$   
диффузная серия:  $\nu' = T_{31} - T_{n2} = 3P - nD \quad (n = 3, 4, \dots)$   
основная серия:  $\nu' = T_{32} - T_{n3} = 3D - nF \quad (n = 4, 5, \dots)$

**Главная серия** соответствует переходам атома в основное состояние  $3S$ . Переходы, соответствующие линиям этой серии являются наиболее вероятными, поэтому эти линии отличаются наибольшей интенсивностью. Главная серия наблюдается и в спектре поглощения. Если освещать пары натрия светом со сплошным спектром, то в атомах натрия с наибольшей вероятностью будут происходить переходы  $3S \rightarrow 3P$ , которым соответствует линия поглощения с волновым числом  $\nu' = 3S - 3P$ . При возвращении в основное состояние этих возбужденных атомов должна испускаться линия с той же длиной волны (характерная желтая линия натрия). Так как испускаемая и поглощаемая длины волн для таких линий одинаковы, то эти линии называются *резонансными*. Резонансное излучение паров металлов представляет собой один из видов флюоресценции (люминесценции) паров. В главной серии натрия только желтая линия ( $3S \rightarrow 3P$ ) находится в видимой области спектра, остальные линии этой серии лежат в ультрафиолетовой области.

**Резкая серия** соответствует переходам атома в первое возбужденное состояние  $3P$  из более высоких возбужденных состояний  $nS \quad (n = 4, 5, \dots)$ . В этой серии головная линия

4S→3P лежит в инфракрасной области спектра. В видимой области спектра лежат линии 5S→3P (красная) и 6S→3P (голубая).

**Диффузная серия** соответствует переходам атома в первое возбужденное состояние 3P из состояний nD (n = 3, 4, ...) Головная линия этой серии 3D→3P лежит в инфракрасной области спектра, а в видимой области спектра находятся линии 4D→3P (желто-зеленая) и 5D→3P (синяя).

**Основная серия** (серия Бергмана) соответствует переходам во второе возбужденное состояние 3D из состояний nF (n = 4, 5, 6, ...). Эта серия сходна с сериями атома водорода. Все эти линии лежат в инфракрасной области спектра.

Все описанные серии, кроме головной, при обычных условиях наблюдаются только в виде серий линий испускания. Наблюдение линий, соответствующих переходам между возбужденными состояниями в спектре поглощения паров металла при сравнительно невысоких температурах невозможно, т.к. в холодных парах практически присутствуют только атомы в основном состоянии.

## 2. Дублетная структура спектров щелочных металлов.

Каждая линия в спектрах щелочных металлов является двойной (дублет). Расщепление спектральных линий обусловлено расщеплением энергетических уровней. Структура спектра, отражающая расщепление линий на компоненты, называется *тонкой структурой*. Сложные линии, состоящие из нескольких компонент, получили название *мультиплетов*. Тонкая структура спектров присуща атомам и других элементов.

Тонкая структура энергетических уровней объясняется взаимодействием орбитального и спинового магнитных моментов атома (спин-орбитальное взаимодействие). Рассмотрим спин-орбитальное взаимодействие в случае щелочных металлов. Полные орбитальные и спиновые моменты внутренних заполненных оболочек щелочных металлов равны нулю, поэтому момент атома равен моменту внешнего электрона. Состояние электрона в атоме определяется четверкой квантовых чисел: n, l, m, m<sub>s</sub>. Без учета спин-орбитального взаимодействия энергия электрона определяется двумя квантовыми числами n и l (за исключением атома водорода, где положение уровней определяется только главным квантовым числом n). Орбитальное квантовое число определяет величину орбитального момента импульса электрона  $|\vec{L}|$ :

$$|\vec{L}| = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (2.1)$$

а магнитное квантовое число m определяет проекцию орбитального момента импульса на заданное направление Z

$$L_z = m\hbar. \quad (2.2)$$

Квантовое число m принимает значения m = -l, -l+1, ..., 0, 1, 2, ..., l, т.е. всего 2l+1 значение. Орбитальное движение электрона приводит к возникновению орбитального магнитного момента  $\vec{M}_L$ , который связан с орбитальным моментом импульса соотношением

$$\vec{M}_L = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}, \quad (2.3)$$

где m<sub>e</sub> – масса электрона.

Из (2.1) и (2.2) следует, что величина орбитального магнитного момента равна

$$|\vec{M}_L| = \frac{e\hbar}{2m_e} \sqrt{l(l+1)} = \mu \sqrt{l(l+1)}, \quad (2.4)$$

а его проекция на заданное направление принимает значения

$$M_{Lz} = m \cdot \frac{e \hbar}{2 m_e} = m \mu_B. \quad (2.5)$$

Величина

$$\mu_B = \frac{e \hbar}{2 m_e} = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ джоуль} / \text{тесла} \quad (2.6)$$

представляет собой естественную единицу измерения магнитных моментов атомов и называется *магнетон Бора*.

Электрон как элементарная частица характеризуется собственным (спиновым) моментом импульса, не связанным с орбитальным движением электрона в атоме. Спин, аналогично заряду и массе электрона, является его внутренним свойством, отличающим электрон от других элементарных частиц. Величина спинового момента импульса электрона  $|\vec{S}|$  определяется *спиновым квантовым числом (спином) S = 1/2* :

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{s(s+1)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \quad (2.7)$$

а проекция собственного момента импульса электрона на заданное направление определяется *магнитным спиновым квантовым числом*:

$$S_z = m_s \hbar \quad (2.8)$$

Возможные значения квантового числа  $m_s$  связаны с величиной  $S_z$  так же, как возможные значения квантового числа связаны с величиной орбитального квантового числа  $l$ . Так как спин электрона  $S = 1/2$ , квантовое число  $m_s$  принимает только два возможных значения:  $m_s = \pm 1/2$ .

Отношение собственных магнитного  $\vec{M}_s$  и механического  $\vec{S}$  моментов электрона в 2 раза больше, чем для орбитальных моментов

$$\vec{M}_s = - \frac{e}{m_e} \vec{S}. \quad (2.9)$$

Из (2.7), (2.8) и (2.9) следует, что величина собственного магнитного момента электрона

$$|\vec{M}_s| = 2 \mu_B \sqrt{s(s+1)} = \mu_B \sqrt{3}, \quad (2.10)$$

а его проекция на заданное направление может принимать только два значения

$$M_{sz} = m_s \cdot 2 \mu_B = \pm \mu_B. \quad (2.11)$$

В атоме собственный магнитный момент электрона находится в магнитном поле, создаваемом орбитальным магнитным моментом (орбитальным током). Энергия взаимодействия магнитного момента с магнитным полем зависит от ориентации магнитного момента относительно магнитного поля, т.е. в нашем случае от ориентации спина относительно орбитального момента. Если магнитное поле орбитального тока обозначить через  $\vec{V}_L$ , то энергия собственного магнитного момента электрона  $\Delta E$  в этом поле равна

$$\Delta E = (\vec{M}_s \cdot \vec{V}_L) = M_{sz} V_L = \pm \mu_B V_L \quad (2.12)$$

(ось z направлена вдоль  $\vec{V}_L$ ). По порядку величины  $V_L = \frac{\mu_0 M_L}{a^3}$ , где  $a$  есть длина порядка внутриатомных расстояний ( $\sim 10^{-10}$  м). Магнитные моменты  $M_L$  и  $M_S$  порядка магнетона Бора, в т.ч.

$$\Delta E \approx \pm \mu_0 \frac{\mu_B M_L}{a^3} \approx \pm (10^{-21} \div 10^{-22}) \text{ джоуль.}$$

Эта величина мала по сравнению с разностью энергий между уровнями, отличающимися числами  $n$  и  $l$ , поэтому каждый энергетический уровень оказывается

расщепленным на два близко расположенных подуровня. Таким образом, происхождение мультиплетности спектральных линий объясняется различием в ориентациях спинового магнитного момента по отношению к орбитальному магнитному моменту атома.

Обратимся теперь к нумерации энергетических уровней атома с учетом мультиплетной структуры. В атомах щелочных металлов полный момент  $\vec{j}$  складывается из орбитального и спинового моментов валентного (оптического) электрона

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} . \quad (2.13)$$

Полный момент квантуется по тем же правилам, что и орбитальный момент

$$|\vec{j}| = \hbar \sqrt{j(j+1)} , \quad (2.14)$$

где квантовое число  $j$  принимает все значения от  $(l - s)$  до  $(l + s)$  через единицу, т.е. для одного электрона два значения  $j = (l - 1/2)$  и  $j = (l + 1/2)$ . Проекция  $\vec{j}$  на выделенное направление  $z$  может принимать только  $2j + 1$  дискретных значения

$$J_z = m_j \hbar; m_j = j, j - 1, \dots, j - 1, j . \quad (2.15)$$

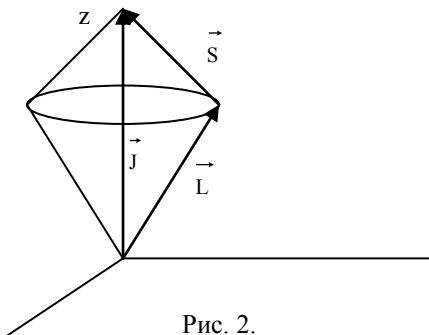


Рис. 2.

При учете спин-орбитального взаимодействия векторы орбитального  $\vec{l}$  и спинового  $\vec{s}$  моментов не имеют определенных значений в состояниях с определенной энергией (определенные значения имеют только модули векторов  $|\vec{l}|$  и  $|\vec{s}|$  и проекции их на направление вектора  $\vec{j}$ ). Для того, чтобы такую ситуацию представить наглядно, можно воспользоваться аналогией с классической механикой. В этом случае мы имели бы прецессию (вращение) векторов  $\vec{l}$  и  $\vec{s}$  вокруг вектора полного момента  $\vec{j}$ , как это показано на рис. 2.

При такой прецессии проекции  $L_x, L_y$  и  $S_x, S_y$  не имели бы определенных значений. Такая классическая аналогия во многих случаях оказывается весьма полезной, но не следует забывать, что последовательная квантово-механическая теория момента импульса не требует обращения к классическим аналогиям.

При учете спин-орбитального взаимодействия уровни энергии следует характеризовать значениями главного квантового числа  $n$ , значением орбитального квантового числа  $l$  и числом, определяющим полный момент  $j$ ,  $E = E_{nlj}$ . (Эти рассуждения справедливы в случае отсутствия внешнего магнитного поля; в случае же, когда внешнее магнитное поле присутствует, энергия атома начинает зависеть и от квантового числа  $m_j$ . Каждый уровень с данными  $n, l, j$  расщепляется на  $2j + 1$  подуровня. Это явление носит название *аномального эффекта Зеемана*.)

Квантовые уровни при заданных  $n$  и  $l$ , различающиеся величиной  $j$ , близки друг к другу, т.к. это есть как раз различие на энергию взаимодействия спина с орбитальным движением для двух разных ориентаций спина. Исходя из вышеизложенного, каждый терм атомов щелочных металлов (кроме S-термов, для которых орбитальный момент равен нулю и спин-орбитальное взаимодействие отсутствует) расщепляется на два терма, отличающихся значением квантового числа  $j$ . Термы обозначают:

$$^2 S_{1/2}, ^2 P_{3/2}, ^2 P_{1/2}, ^2 D_{5/2}, ^2 D_{3/2}, ^2 F_{7/2}, ^2 F_{5/2} \dots$$

Правый нижний индекс дает значение квантового числа  $j$ . Верхний левый индекс указывает мультиплетность термов (мультиплетность терма равна  $2S + 1$ , где  $S = 1/2$  - спиновое число электрона). Хотя S-термы являются одиночными, при символе терма ставится также 2, чтобы показать, что эти термы принадлежат к системе термов в целом дублетной.

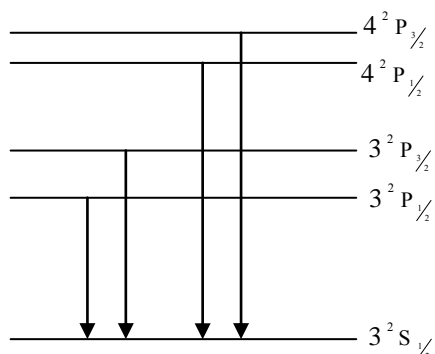


Рис. 3. Дублетная структура линий главной серии натрия.

Рассмотрим такую структуру спектральных серий атома натрия. Вообще говоря, у атомов щелочных металлов дублетной структурой обладают лишь термы, линии же могут образовывать более сложные группы. С учетом дублетной структуры термов, правило отбора для оптических переходов  $\Delta l = \pm 1$  дополняется вторым правилом отбора  $\Delta j = 0, \pm 1$ . Линии главной серии являются двойными, их дублетность обусловлена расщеплением термина  $nP$  на два термина  $n^2 P_{1/2}$  и  $n^2 P_{3/2}$  (терм основного состояния  $3^2 S_{1/2}$  не расщеплен, см. рис. 3).

Волновые числа для дублетных линий главной серии  $\nu_1$  и  $\nu_2$  даются выражениями:

$$\left. \begin{aligned} \nu_2 &= 3^2 S_{1/2} - n^2 P_{1/2} \\ \nu_1 &= 3^2 S_{1/2} - n^2 P_{3/2} \end{aligned} \right\} n = 3, 4, 5, \dots$$

Расщепление термов  $n^2 P_j$  убывает с ростом главного квантового числа  $n$ .

Спектральные линии резкой серии возникают при переходах с нерасщепленных уровней  $n^2 S_{1/2}$  ( $n = 4, 5, \dots$ ) на дублетный уровень  $3^2 P_j$  ( $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ ). Каждая линия этой серии

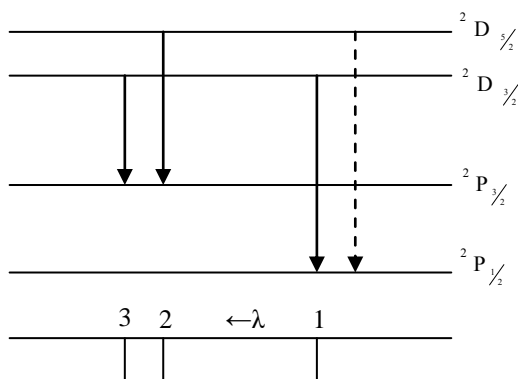


Рис. 4

состоит не из четырех, а из трех компонент, т.к. оптический переход между термами  $4^2 D_{5/2}$  и  $3^2 P_{1/2}$  запрещен правилом отбора по квантовому числу  $j$ . Однако дублетное расщепление термов  $4^2 D_j$  мало по сравнению с расщеплением термов  $4^2 P_j$ . Поэтому совокупность получающихся линий выглядит как дублет, у которого одна из компонент в свою очередь оказывается двойной. Такая группа линий называется не триплетом, а *сложным дублетом*, т.к. она возникает в результате комбинации дублетных термов.

Возникновение этих линий пояснено на рис. 4. Изображенный пунктиром переход  $4^2 D_{5/2} \rightarrow 3^2 P_{1/2}$  запрещен правилом отбора. В нижней части рисунка 4 показано, как выглядит сам сложный дублет.

Для легких щелочных металлов (Li, Na) компоненты 3 и 2 сложного дублета обычно не различаются и выглядят как одна широкая линия. Именно по этой причине данную серию назвали диффузной. Линии основной серии также представляют собой сложные дублеты.

### 3. Дополнение. Формула тонкой структуры.

С учетом тонкой структуры, уровни энергии щелочных металлов можно записать в виде

$$E_{nlj} = E_{nl} + \Delta E_j, \quad (3.1)$$

где  $E_{nl}$  дается формулой (1.4), а  $\Delta E_j$  представляет собой смещение уровня, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием. В формуле (1.4) зависимость энергии от орбитального момента импульса представляется ридберговской поправкой  $\sigma_e$  в знаменателе. Однако, с

учетом сказанного в начале §1, можно с таким же успехом ввести поправку в числитель, оставив в знаменателе  $n^2$ . Тогда уровни энергии будут иметь водородоподобный вид

$$E_{nl} = - \frac{h c R (Z - \bar{N}_e)^2}{n^2} \quad (3.2)$$

Поправка  $\bar{N}_e$  имеет ясный физический смысл:  $Z - \bar{N}_e$  - это эффективный заряд ядра, а  $\bar{N}_e$  - эффективное число внутренних электронов, экранирующих валентный электрон в состоянии с квантовыми числами  $n$  и  $l$ . Для смещения уровня  $\Delta E_j$  в случае атомов щелочных металлов существует полуэмпирическая формула, в которую входит эффективный заряд ядра  $Z - \bar{N}_e$ .

$$\Delta E_j = \frac{h c R (Z - \bar{N}_e)^4}{n^2} \cdot \left( \frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right). \quad (3.3)$$

В формуле (3.3) безразмерная постоянная  $\alpha$  называется *постоянной тонкой структуры*. Постоянная тонкой структуры характеризует интенсивность электромагнитного взаимодействия элементарных частиц (в физике элементарных частиц ее называют *константой электромагнитного взаимодействия*.) Постоянная тонкой структуры выражается через комбинацию основных универсальных констант:

$$\alpha = \frac{2 \pi e^2}{h c} = \frac{1}{137} \quad (3.4)$$

Из формулы (3.4) можно получить формулу для разности энергий двух подуровней дублета с квантовыми числами

$$j = 1 + \frac{1}{2} \text{ и } j = 1 - \frac{1}{2}; E_{n,l-\frac{1}{2}} - E_{n,l+\frac{1}{2}} \\ E_{n,l-\frac{1}{2}} - E_{n,l+\frac{1}{2}} = \frac{h c R \alpha^2 (Z - \bar{N}_e)^2}{n^2 l(l+1)} ; ??? \quad (3.5)$$

Пользуясь результатами спектральных измерений, из этой формулы можно найти эффективное число внутренних электронов  $\bar{N}_e$ , экранирующих валентный электрон в состоянии с квантовыми числами  $n$  и  $l$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

**Целью работы** является нахождение положения линий в видимой области излучения паров натрия и измерение дублетного расщепления каждой линии.

### 4. Описание установки.

Для наблюдения необходимо использовать прибор высокой разрешающей способности, т.к. спин-орбитальное расщепление линий натрия в видимой области спектра составляет всего несколько ангстрем. Чтобы прибор дал возможность установить наличие двух длин волн (различить две линии волны), необходимо, чтобы при этом заданном расстоянии между максимумами их очертания были достаточно резки (см. рис. 5).

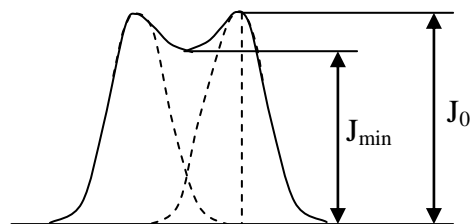


Рис. 5.

Согласно предложению Рэлея условно принято считать разрешение полным, когда максимум первого горба совпадает с минимумом второго. Если две смежные линии имеют

одинаковую интенсивность и форму, то критерий Рэля означает, что минимум между линиями составляет около 80% от соседних максимумов. Разрешающая способность прибора определится как  $\lambda/\Delta\lambda$ , где  $\Delta\lambda$  – разность длин волн между соседними линиями, удовлетворяющими критерию Рэля.

В качестве спектрального прибора в данной работе используется гониометр-спектрометр со светосильной отражательной дифракционной решеткой с 600 штрихами на мм длины и шириной  $l = 60$  мм. Для дифракционной решетки разрешающая способность равна:

$$A = \lambda/\Delta\lambda = nN,$$

где  $n$  – порядок спектра,  $N$  – общее число штрихов решетки. Выведем формулу дифракционных максимумов для случая дифракции в параллельных лучах на отражательной решетке. Рассмотрим два падающих луча 1 и 2, падающих на решетку под углом  $\alpha$  (см. рис. 6).

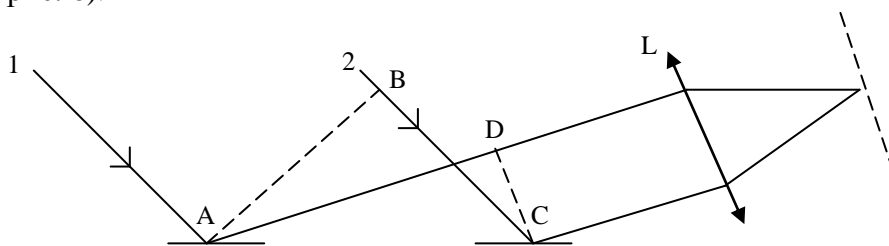


Рис. 6

Если эти лучи отразятся под углом  $\phi'$  (углы отсчитываются от нормали к решетке), то разность хода между лучами после отражения будет:

$$\Delta = BC - AD = b(\sin \alpha - \sin \phi'),$$

где  $b$  – постоянная решетки. Если  $\Delta = k \cdot \lambda$ , где  $k$  – целое число, то в фокальной плоскости собирающей линзы будет наблюдаться максимум, т.е. для спектра 1-го порядка ( $k = 1$ ) длина волны наблюдаемой спектральной линии в спектрометре с отражательной решеткой равна  $\lambda = b \cdot (\sin \alpha - \sin \phi')$ .

Для наблюдения спектра излучения атома натрия используется установка, схема которой представлена на рис. 7.

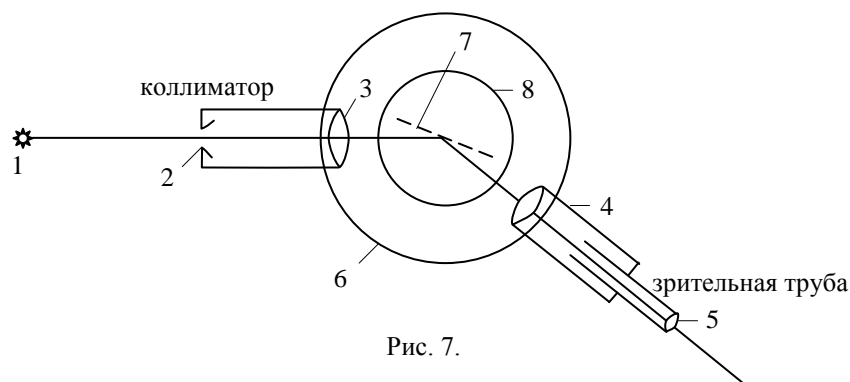


Рис. 7.

Свет от газоразрядной лампы с парами натрия (тип ДНаС18) исследуется с помощью гониометра-спектрометра ГС-5, состоящего из коллиматора, зрительной трубы и столика. На столике укреплена дифракционная отражательная решетка с высокой разрешающей силой. Свет от источника 1, проходя через щель коллиматора 2, падает на коллиматорную линзу 3. Расстояние от щели до коллиматорной линзы равно фокусному расстоянию последней, поэтому лучи света выходят из коллиматора в виде параллельного пучка. Коллиматор укреплен неподвижно на основании гониометра. Отраженный от



дифракционной решетки 7, укрепленной на столике 6, луч света фиксируется осью зрительной трубы, которая состоит из объектива 4 и окуляра 5. В фокальной плоскости объектива расположено перекрестие, в этой же плоскости расположено действительное изображение освещенной щели коллиматора. Перекрестие и изображение щели рассматривается наблюдателем через окуляр.

### Порядок выполнения работы 5.

1. Изучить устройство гониометра.
2. Под контролем **лаборанта** включить натриевую лампу (лампа должна разгораться в течение 3 минут, после чего приступить к работе).
3. Освободив закрепительный винт, перемещая зрительную трубу, найти изображение щели в фокальной плоскости окуляра. Отрегулировать положение объектива зрительной трубы с помощью винта медленной подводки. Совместить перекрестие нитей окуляра с изображением щели и снять отсчет  $\gamma$  положения зрительной трубы. Измерения провести не менее 5 раз, каждый раз сбивая и вновь настраивая зрительную трубу.
4. Поместить дифракционную решетку ( $N = 600 \text{ мм}^{-1}$ ) на столик гониометра.
5. Найти изображение щели нулевого порядка (одна яркая желтая линия) в фокальной плоскости окуляра. Снять отсчет положения зрительной трубы не менее 5 раз по методике, описанной выше. Измеренный угол обозначим  $\alpha'$ . Угол падения будет равен

$$\alpha = (\gamma + 180 - \alpha')/2.$$

6. Слева от нулевой линии найти спектральные линии 1-го и 2-го порядков, в виде дублетов. Последовательно совместить перекрестие окуляра с каждой из линий дублета. Измерение каждой линии  $\phi'_i$  произвести по 5 раз. Угол дифракции для каждой линии определится так:

$$\phi = \gamma + 180 - \phi'_i - \alpha$$

7. Определить длину волны каждой спектральной линии.
8. Найти погрешность измерения величины  $\lambda$ .
9. Определить дублетное расщепление для каждого дублета  $\delta\lambda$  и найти погрешность.

Результаты рекомендуется оформлять в виде таблицы:

1 порядок спектра.

		Цвета				
		Красный	Желтый	Желто-зеленый	Голубой	Синий
Правая линия	1					
	2					
	3					
	4					
	5					
Левая линия	1					
	2					
	3					
	4					
	5					

Аналогичную таблицу сделать для спектра 2-го порядка.