

Б
Е-718
Московский государственный технический университет
им. Н. Э. Баумана

С. П. Еркович, Л. Н. Климов, Ю. Ю. Хрущев

**ВЛИЯНИЕ СПИНА ЭЛЕКТРОНА НА СПЕКТРЫ
АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**

Издательство МГТУ
1992

E-718

Московский государственный технический университет
им. Н.Э.Баумана

С.П.Еркович, Л.Н.Климов, Ю.Ю.Хрущев

ВЛИЯНИЕ СПИНА ЭЛЕКТРОНА
НА СПЕКТРЫ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Методические указания к лабораторной работе К-8
по курсу общей физики

Под редакцией Л.К.Мартинсона

Издательство МГТУ

1992



Рецензент И.И.Пахомов

Е71 Еркович С.П., Климов Л.Н., Хрущев Ю.Ю. Влияние спина электрона на спектры атомов щелочных элементов: Метод. указания к лаб. работе К-8 по курсу общей физики /Под ред. Л.К.Мартинсона. - М.: Изд-во МГТУ, 1992. - 19 с., ил.

ISBN 5-7038-0381-2

Рассмотрено влияние спина электрона на спектр атома натрия. Описано экспериментальное определение постоянной экранирования.

Для студентов 2-го курса.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр. 2 назв.

ББК 22.344

ISBN 5-7038-0381-2

©

МГТУ им. Н.Э.Баумана, 1992.

Цель работы - экспериментальное определение постоянной экранирования по сдвигу атомных энергетических уровней, вызванному спин-орбитальным взаимодействием.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Щелочные атомы одновалентны и сравнительно легко ионизируются. Отсюда можно сделать вывод, что структура электронной оболочки атома щелочного элемента весьма характерна. Если атомы имеют всего z электронов, то можно утверждать, что $(z-1)$ электронов атома образуют структуру инертного атома, а последний электрон - валентный - связан с этими электронами и ядром слабо. Таким образом, $(z-1)$ электронов и ядро образуют остов с положительным зарядом e , в эффективном поле которого движется один валентный электрон. В этом смысле щелочные атомы являются водородоподобными. Однако рассмотренная картина не совсем точна.

Если бы валентный электрон находился на расстоянии от ядра, существенно большем тех расстояний, на которых находятся электроны остова, то можно было бы считать, что электроны остова действительно экранируют заряд ядра настолько, что ядро вместе с остовом образует эффективный сферически симметричный положительный заряд, равный e . Решение уравнения Шредингера для валентного электрона, движущегося в таком сферически симметричном поле, привело бы точно к таким же результатам, что и решение уравнения Шредингера для атома водорода. В частности, собственные значения энергии оказались бы квантованными и равными

$$F_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (1)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$ - главное квантовое число, и собственные значения орбитального момента импульса были бы

$$P_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (2)$$

Здесь $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ - орбитальное квантовое число. В формулах (1) и (2) m - масса электрона, e - величина заряда электрона, ϵ_0 - электрическая постоянная, $\hbar$ - постоянная Планка.

Проекция орбитального момента импульса на направление внешнего магнитного поля также должны быть квантованными и равными

$$P_{lz} = m_l \hbar, \quad (3)$$

где m_l — магнитное квантовое число. Численные значения магнитного квантового числа для данного l принадлежат ряду чисел $-l, -(l-1), -(l-2), \dots, 0, 1, 2, \dots, l$.

Этот ряд состоит из $2l+1$ различных значений. Таким образом, орбитальный момент импульса может иметь $2l+1$ различных проекций на направление внешнего магнитного поля.

Энергия валентного электрона, согласно (I), не должна была бы зависеть от орбитального квантового числа, как и в атоме водорода. Однако в атомах щелочных элементов это не так. В них валентный электрон находится не столь далеко от атомного остова. Поэтому волновые функции валентного электрона частично перекрываются в пространстве волновыми функциями электронов остова. Степень перекрытия зависит от момента импульса валентного электрона, т.е. от квантового числа l . Влияние электронов остова приводит лишь к частичной экранизации зарядов ядра. Поэтому эффективный положительный заряд, в поле которого движется валентный электрон, не равен e , а несколько больше, а именно $(z-\alpha) \cdot e$. Здесь α называется постоянной экранирования.

Если бы перекрытия волновых функций не было (в этом случае $l=0$), то разность $(z-\alpha)$ равнялась бы единице (соответственно $\alpha = z-1$). Однако при орбитальном квантовом числе $l > 0$ (например, у атома натрия) разность $(z-\alpha)$ оказывается больше единицы (соответственно $\alpha < z-1$). Таким образом, значение α определяется значением l и, как будет показано ниже, не только l . Методы квантовой механики дают возможность вычислить постоянную экранирования α для любого l . Результаты этих вычислений согласуются с экспериментом.

Если в формулу (I) вместо заряда электрона подставить эффективный заряд, то получим собственные значения энергии валентного электрона щелочного атома:

$$E_{n,l} = - \frac{m e^4 [z - \alpha(l)]^4}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (4)$$

Как видно из этой формулы, они зависят не только от главного квантового числа n , но и от орбитального l .

На рис. I представлена диаграмма энергетических уровней атома натрия. На этой диаграмме по вертикали отложены значения энергии валентного электрона для соответствующих квантовых состояний. Состояния с орбитальным квантовым числом $l=0$ (S -состояния) представлены в первом столбце. Состояния с орбитальным квантовым числом $l=1$ (P -состояния) — во втором столбце и т.д. Основное состояние атома натрия является S -состоянием с главным квантовым числом $n=3$ и орбитальным $l=0$. Такое состояние условно обозначается как $3S$. Ближайшее возбужденное состояние является $3P$ -состоянием с главным квантовым числом $n=3$ и орбитальным $l=1$.

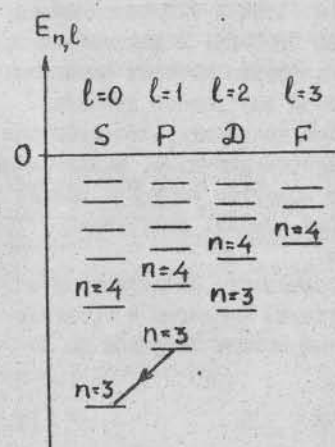


Рис. I

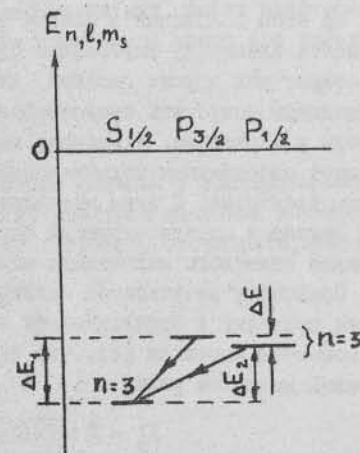


Рис. 2

Переход электрона из состояния $3P$ в состояние $3S$ должен сопровождаться излучением наиболее яркой (резонансной) линии с определенной длиной волны λ . На опыте же оказывается, что эта линия — двойная с двумя близкими длинами волн λ_1 и λ_2 (резо-

нанский дублет). Удвоение это связано с тем, что все энергетические уровни с орбитальным квантовым числом $l > 0$ оказываются двойными (энергия раздвоения ΔE различна для разных уровней). Двойным, в частности, будет и уровень $3P$. Переход электрона в основное состояние с двух уровней $3P$, различающихся на малую величину ΔE , приводит к возникновению двух спектральных линий с длинами волн λ_1 и λ_2 . Таким образом, наличие удвоения спектральных линий показывает, что энергия уровней зависит не только от главного квантового числа n и орбитального l , но и от некоторой дополнительной величины, которая несколько изменяет энергию уровней. Этот дополнительный фактор дает небольшую поправку к энергии, определяемой по формуле (4); можно сказать, что электрон имеет некоторую дополнительную степень свободы, которая сказывается при излучении. Если обозначить квантовое число, соответствующее этой дополнительной степени свободы, через m_s , то получается, что энергия уровней электрона зависит от трех квантовых чисел (т.е. $E = E_{n,l,m_s}$), а не от двух, как это следует из формулы (4).

На этом основании в физике впервые пришли к необходимости приписать электрону внутреннюю степень свободы. В дальнейшем был открыт ряд других явлений, для объяснения которых оказалось необходимым допустить существование этой внутренней степени свободы у электрона. А именно: пришлось допустить, что электрон обладает собственным механическим моментом импульса, называемым спином электрона. С этим механическим моментом импульса должен быть связан и соответствующий магнитный момент, получивший название спинного магнитного момента.

Сравнение результатов спектроскопического эксперимента и теории приводит к необходимости принять по аналогии с орбитальным моментом импульса (2), что спинный момент импульса по абсолютной величине равен

$$P_s = \hbar \sqrt{S(S+1)}. \quad (5)$$

Здесь квантовое число S играет роль, аналогичную роли орбитального квантового числа l в формуле (2). Проекция спина на избранное направление тоже квантована и аналогично формуле (3) могут иметь значения

$$P_{sz} = m_s \hbar, \quad (6)$$

где m_s — спинное квантовое число (может принимать значения из дискретного ряда чисел, содержащего $2S+1$ различных значений).

Поскольку из опыта известно, что энергетические уровни атомов щелочных элементов из-за наличия спина электрона оказываются двойными, то это означает, что число различных проекций P_{sz} равно двум и, следовательно, $2S+1=2$ или $S = 1/2$. В силу этого спинное квантовое число может иметь два значения: $m_s = -1/2$ и $m_s = +1/2$.

Для объяснения экспериментальных фактов наряду со спинным моментом импульса $\vec{P}_s$ приходится допустить наличие у электрона спинного магнитного момента, который связан со спином соотношением

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m} \vec{P}_s. \quad (7)$$

Отсюда, с учетом (6), следует, что относительно направления внешнего магнитного поля спинный магнитный момент электрона может ориентироваться лишь двумя способами, когда его проекция на это направление равна

$$\mu_{s,z} = \pm \frac{e\hbar}{2m}. \quad (8)$$

Именно наличие спинного магнитного момента у электрона позволяет объяснить дублетный характер спектров щелочных элементов. Поскольку энергия взаимодействия спинного магнитного момента с внешним полем $\vec{B}$ равна

$$E_{вз} = -(\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}) = -\mu_s B, \quad (9)$$

т.е. с учетом (8)

$$E_{вз} = \mp \frac{e\hbar}{2m} B, \quad (10)$$

то отсюда следует, что благодаря взаимодействию спинного магнитного момента электрона с орбитальным магнитным полем (спин-орбитальное взаимодействие) энергия этого взаимодействия прибавляется или вычитается от энергии соответствующего уровня, определяемой по формуле (4). В результате этого каждый уровень расщепляется на два подуровня. Расщепление уровней энергии на подуровни, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием, при-

водит к образованию тонкой структуры уровней. Однако не каждый уровень имеет тонкую структуру, т.е. не каждый уровень расщеплен: S -уровни не расщепляются, так как в S -состояниях ($l = 0$) орбитальный момент импульса согласно соотношению (2) равен нулю и, следовательно, нет орбитального магнитного поля.

Диаграмма энергетических уровней атома натрия с учетом такого расщепления уровней приведена на рис. 2 (показаны только нижние уровни).

В верхней части диаграммы стоят символы $S_{1/2}$, $P_{3/2}$, $P_{1/2}$ и т.д. Правый нижний индекс символизирует суммарный момент импульса электрона - орбитальный, характеризуемый квантовым числом l , и спиновый, характеризуемый квантовым числом $m_s = \pm 1/2$. Результирующий момент импульса определяется суммой квантовых чисел $j = l + m_s$, выраженной правым нижним индексом. Таким образом, состояния $S_{1/2}$ - это такие состояния, для которых $l = 0$, $j = 1/2$. В состоянии $P_{3/2}$, $j = 3/2$, так как $l = 1$, $m_s = +1/2$; в состоянии $P_{1/2}$, $j = 1/2$, так как $l = 1$, $m_s = -1/2$ и т.д.

Из рис. 2 видно, что резонансная линия действительно должна быть двойной, так как переход с уровня $3P$ на уровень $3S$ возможен двумя путями: $3P_{3/2} \rightarrow 3S$ и $3P_{1/2} \rightarrow 3S$. Сдвиг уровней $3P_{3/2}$ и $3P_{1/2}$ на диаграмме обозначен через ΔE . Квантовый расчет дает для величины сдвига уровней $3P_{3/2}$ по отношению к $3P_{1/2}$, вызванного спин-орбитальным взаимодействием, выражение

$$\Delta E = \frac{(z-\alpha)^4 m e^8}{(4\pi)^4 h^4 \epsilon^4 c^2 n^5 (l + \frac{1}{2}) \sqrt{l(l+1)}}, \quad (II)$$

в котором орбитальное квантовое число l равно единице, поскольку речь идет о P -уровнях.

Вывод формулы (II). Рассмотрим электрон, движущийся в поле сферически симметричного заряда $(z-\alpha) \cdot e$. Такой электрон движется в электромагнитном поле, имеющем компоненты

$$\vec{B} = 0, \quad (I2)$$

$$\vec{E} = \frac{(z-\alpha)e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \vec{r}. \quad (I3)$$

Электрон, кроме заряда $(-e)$, обладает спиновым магнитным моментом, проекция которого μ_{sz} на направление внешнего магнитного поля квантована и равна

$$\mu_{sz} = \frac{3}{m} m_s \hbar, \quad (I4)$$

где m - масса электрона, m_s - спиновое квантовое число, которое может принимать два значения: $+1/2$ или $-1/2$.

Электростатическое поле атомного остова

$$\vec{E} = \frac{(z-\alpha)e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \vec{r}$$

не действует на неподвижный магнитный момент. На движущийся в электрическом поле магнитный момент будет действовать момент сил. Для того чтобы найти этот момент сил и затем сдвиг уровней, рассмотрим сначала упрощенную задачу - поступательное движение во внешнем электростатическом поле $\vec{E}$ нейтральной частицы со скоростью $\vec{v}$ в предположении, что частица обладает спиновым магнитным моментом $\vec{\mu}$.

Перейдем к системе отсчета, в которой частица покоится. Как известно, в случае нерелятивистских скоростей формулы преобразования для полей $\vec{B}$ и $\vec{E}$ при переходе от одной системы отсчета к другой имеют вид

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}, \quad (I5)$$

$$\vec{B}' = \vec{B} - \frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E}. \quad (I6)$$

Согласно соотношению (I2) на частицу будет действовать магнитное поле с индукцией

$$\vec{B}' = \frac{1}{c^2} \vec{E} \times \vec{v}, \quad (I7)$$

следовательно, магнитный момент частицы будет испытывать в этом поле действие момента сил

$$\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B}' \quad (I8)$$

Возвращаясь к нашей задаче - движению в сферически симметричном электрическом поле заряда $(z-\alpha) \cdot e$, можем, следовательно, по (I3) и (I7) записать

$$\vec{B}' = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{(z-\alpha)e}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r} \times \vec{v}. \quad (19)$$

Орбитальная скорость электрона, входящая в формулу (19), легко выражается через орбитальный момент импульса $\vec{P}_l = \vec{r} \times m\vec{v}$, поэтому

$$\vec{B}' = \frac{1}{mc^2} \cdot \frac{(z-\alpha)e}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{P}_l. \quad (20)$$

В этом магнитном поле электрон испытывает действие момента сил, определенного по формуле (18):

$$\vec{M} = \frac{1}{mc^2} \cdot \frac{(z-\alpha)e}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{\mu} \times \vec{P}_l. \quad (21)$$

Поэтому для поворота магнитного момента на угол $\varphi_2 - \varphi_1$ из положения, в котором он направлен вдоль магнитного поля, внешние силы должны совершить работу

$$\begin{aligned} A &= \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \vec{M} d\varphi = \frac{1}{mc^2} \cdot \frac{(z-\alpha)e}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \mu P_l \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin \varphi d\varphi = \\ &= \frac{1}{mc^2} \cdot \frac{(z-\alpha)e}{4\pi\epsilon_0 r^3} P_l (\mu \cos \varphi_1 - \mu \cos \varphi_2) = \\ &= \frac{1}{mc^2} \cdot \frac{(z-\alpha)e}{4\pi\epsilon_0 r^3} P_l (\mu_{sz1} - \mu_{sz2}). \end{aligned} \quad (22)$$

В нашем случае $\mu \cos \varphi_1 = \mu_{sz1}$ и $\mu \cos \varphi_2 = \mu_{sz2}$ — начальное и конечное значения проекции спинового магнитного момента на направление внешнего поля и равны соответственно $(e/2m)\hbar$ и $-(e/2m)\hbar$.

Поскольку работа A равна увеличению энергии системы на ΔE , получаем

$$\Delta E = \frac{1}{mc^2} \cdot \frac{(z-\alpha)e}{4\pi\epsilon_0 r^3} P_l \hbar. \quad (23)$$

В соотношении (23) входит r^3 — куб радиуса орбиты электрона. Это не классический радиус, а среднее значение радиуса орбиты, которое вычисляется с помощью волновой функции, характеризующей данное квантовое состояние. Квантовый расчет дает для $1/r^3$ выражение

10

$$\frac{1}{r^3} = \frac{(z-\alpha)^3 m^3 e^6}{(4r)^3 \hbar^6 \epsilon_0^3 n^3 l(l+\frac{1}{2})(l+1)}. \quad (24)$$

Подставляя (24) и (2) в (23), получим искомое соотношение (II).

Из формулы (II) можно получить значение постоянной экранирования

$$\alpha = z - \frac{4\pi\epsilon_0 c \hbar}{e^2} \sqrt[4]{\frac{\Delta E \cdot 4\pi^3 (l+\frac{1}{2}) \sqrt{l(l+1)}}{mc^2}}. \quad (25)$$

С другой стороны, разность энергий ΔE рассматриваемых P -уровней (см. рис. 2) равна

$$\Delta E = \Delta E_1 - \Delta E_2 = h\nu_1 - h\nu_2 = \frac{hc}{\lambda_1} - \frac{hc}{\lambda_2} = \frac{hc(\lambda_2 - \lambda_1)}{\lambda_1 \lambda_2},$$

где ν_1, ν_2 — частоты; λ_1, λ_2 — соответствующие им длины волн, возникающие при переходах с P -уровней на S -уровень; c — скорость света; $\hbar$ — постоянная Планка.

Обозначив $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta \lambda$ и приняв $\lambda_1 \lambda_2 = \lambda^2$, где в силу малости $\Delta \lambda$ можно положить λ равной либо λ_1 , либо λ_2 , получим

$$\Delta E = \frac{hc \Delta \lambda}{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{2\pi \hbar c \Delta \lambda}{\lambda^2}. \quad (26)$$

Таким образом, с учетом (26), равенство (25) можно записать в виде

$$\alpha = z - \frac{4\pi\epsilon_0 c \hbar}{e^2} \sqrt[4]{\frac{8\pi \hbar}{mc}} \cdot \sqrt[4]{n^3 (l+\frac{1}{2}) \sqrt{l(l+1)}} \cdot \sqrt[4]{\frac{\Delta \lambda}{\lambda^2}}. \quad (27)$$

Подставляя в (27) табличные (в системе СИ) значения $\epsilon_0, c, \hbar, e, m$ и принимая для натрия $z = 11, n = 3, l = 1$, получим расчетную (в системе СИ) формулу для постоянной экранирования α натрия:

$$\alpha = 11 - K \sqrt[4]{\frac{\Delta \lambda}{\lambda^2}} \quad (\text{где } K = 0,66 \text{ м}^{1/4}). \quad (28)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальная установка

В данной работе постоянная экранирования α находится по длинам волн λ_1 и λ_2 желтого дублета спектра натрия. Для получения спектра натрия используется спектрограф ДФС-8, оптическая схема которого представлена на рис. 3а, а его внешний вид со стороны кассетной части - на рис. 3б.

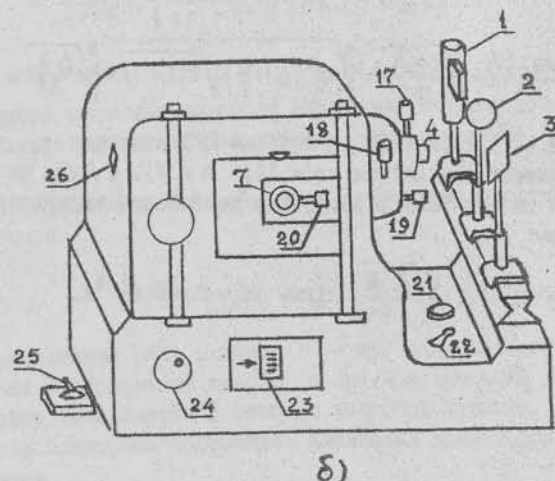
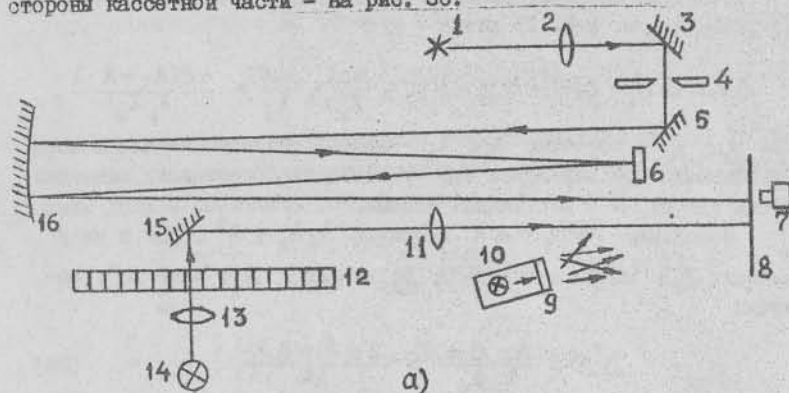


Рис. 3

Одни и те же детали на рис. 3а и 3б имеют одинаковые цифровые обозначения. Свет от источника 1 с помощью конденсора 2 и поворотного зеркала 3 проходит через входную щель 4 и направляется поворотным зеркалом 5, а затем вогнутым зеркалом 16 на дифракционную решетку 6. Отразившись от нее и вновь от вогнутого зеркала 16, направляется к выходному прямоугольному отверстию, в которое вставляется кассета 8 с фотопластинкой. В данной работе для визуального наблюдения вместо кассеты на выходном отверстии установлен микроскоп 7 с окулярной шкалой, подсветка которой обеспечивается лампочкой 10 с зеленым светофильтром 9. В поле зрения этого микроскопа, кроме его окулярной шкалы и спектра источника света 1, можно получить изображение шкалы длин волн 12. Для этого необходимо с помощью рычажка 22 включить осветитель 14, свет от которого через линзу 13 падает на небольшой отрезок шкалы длин волн 12*. Свет от освещенного отрезка шкалы 12 поворотным зеркалом 15 через фокусирующую линзу 11 направляется к микроскопу 7. Дифракционную решетку 6 с помощью маховичка 24 можно поворачивать в ту или иную сторону вокруг вертикальной оси. Благодаря этому можно наблюдать все линии спектра в видимой области (3500-7500 Å) и фотографировать линии в диапазоне от 2000 до 10000 Å. Поворот маховичка 24 обеспечивает одновременно и вращение дифракционной решетки 6, и горизонтальное перемещение шкалы длин волн 12 вдоль корпуса ДФС-8. С помощью червячно-передаточного механизма это перемещение так согласовано с поворотом решетки 6, что всегда изображение нанесенных на шкалу 12 значений длин волн строго соответствует длинам волн спектральных линий, наблюдаемых (или фотографируемых) в выходном отверстии.

Дифракционная решетка 6, используемая в данной установке, имеет 600 штрихов на миллиметре, т.е. ее период (постоянная) $d = 1/600$ мм. Поскольку ширина всей решетки равна 100 мм, ее разрешающая сила в первом порядке составляет 60000. Наблюдение спектров второго порядка конструкцией ДФС-8 не предусмотрено, поэтому спектр первого порядка является у ДФС-8 рабочим. Для

* Шкала 12, ее осветитель 14, лампочка подсветки 10, дифракционная решетка 6 и зеркала 5, 15, 16 находятся внутри корпуса ДФС-8 (см. рис. 3а).

спектра первого порядка линейная дисперсия ДЭС-8 при использовании указанной решетки составляет $1/6 \text{ мм/Å}$ и, соответственно, обратная линейная дисперсия — 6 Å/мм .

Выполнение эксперимента

1. Включить в сеть тумблером 25 дуговую натриевую спектральную лампу типа ДНАС-18, выполняющую роль источника света I (см. рис. 3а и б). После этого выждать не менее 10 мин, так как металлический натрий внутри ее колбы испаряется не сразу.

2. Затвор 26 поставить в положение "открыто". В этом случае свет от входной щели 4 будет проходить к микроскопу 7. Ее ширина обычно заранее устанавливается лаборантом с помощью микровинта I7 (а также и ее наклон с помощью винта I8). При необходимости изменить показания винтов I7 и I8 надо обратиться к лаборанту.

3. Рычажок 22 поставить в положение "выключено". В этом случае одновременно будут выключены лампочки I0 и I4, а вблизи рычажка 22 загорится сигнальная лампочка 2I.

4. Вращая маховичок 24, установить в окошке 23 против стрелки цифру 550. В этом случае на середину выходного отверстия будут проектироваться спектральные линии с длинами волн, близкими к 550 нм (5500 Å), а в поле зрения микроскопа 7 попадут две желтые линии натрия, имеющие длины волн λ_1 и λ_2 (дублет натрия). Резкость изображения этих линий обеспечивается вращением головки окуляра микроскопа 7 и микровинта I9. Дублет линий натрия виден на фоне изображения двух шкал: окулярной шкалы микроскопа, имеющей восемь делений, и шкалы длин волн (рис. 4). Поскольку при изучении спектров с помощью ДЭС-8 шкала длин волн I2 обычно фотографируется, то на выходное отверстие проектируется ее негативное (перевернутое) изображение. На рис. 4 ниже наблюдаемых перевернутых цифр поставлены в скобках соответствующие им действительные значения делений шкалы I2 в нанометрах.

5. Наблюдая в окуляр микроскопа 7, совместить с помощью маховичка 24 деление 588 нм шкалы длин волн с нулем окулярной шкалы (см. рис. 4).



Рис. 4

6. Вращая микровинт 20, поставить нуль круговой шкалы его барабана на нуль шкалы его стебля. В этом случае в поле зрения окуляра микроскопа 7 визир (крест и два штриха над центром креста) должен, как и деление 588 нм , находиться на нуле окулярной шкалы. Начальным показанием шкалы микровинта 20 считать $x_0 = 0$.

7. Вращая микровинт 20 против часовой стрелки (на себя), совместить визир последовательно с линией λ_1 , с линией λ_2 и с делением 592 нм , фиксируя в каждом случае показания микровинта 20: x_1, x_2, x_3 .

Примечание. Цена деления шкалы стебля микровинта 20 — 1 мм , цена деления круговой шкалы его барабана — $0,01 \text{ мм}$.

Полученные данные занести в таблицу.

588 нм	λ_1	λ_2	592 нм
$x_0 = 0 \text{ мм}$	$x_1 = \dots \text{ мм}$	$x_2 = \dots \text{ мм}$	$x_3 = \dots \text{ мм}$

ВНИМАНИЕ! По окончании эксперимента сразу проверить у лаборанта полученные данные и, если они верны, выключить тумблером 25 натриевую лампу I.

8. Из соотношения

$$\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{x_2 - x_1} = \frac{5920 \text{ Å} - 5880 \text{ Å}}{x_3 - x_0}$$

найти

$$\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{x_2 - x_1}{x_3} \cdot 40 \text{ Å}.$$

9. Из соотношения

$$\frac{\lambda_1 - 5880 \text{ \AA}}{x_1 - x_0} = \frac{5920 \text{ \AA} - 5880 \text{ \AA}}{x_3 - x_0}$$

найти

$$\lambda_1 = \frac{x_1}{x_3} \cdot 40 \text{ \AA} + 5880 \text{ \AA}.$$

10. Выразить $\Delta\lambda$ и λ_1 в метрах ($1 \text{ м} = 10^{10} \text{ \AA} = 10^9 \text{ нм}$) и, полагая $\lambda_1 = \lambda$, вычислить по формуле (28) постоянную экранирования α для натрия. Окончательный результат записать в виде $\alpha \pm \delta_\alpha$, где δ_α — абсолютная погрешность измерения постоянной экранирования α .

Расчет погрешности δ_α . При выводе формулы (26) и затем (28) малая по сравнению с λ_1 ширина дублета натрия $\Delta\lambda$ позволила принять $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx \lambda$. Это означает, что погрешность измерения λ_1 (или λ_2), а значит, и λ , можно пренебречь. Поэтому δ_α будет определяться главным образом погрешностью измерения $\Delta\lambda$, т.е. $\delta_{\Delta\lambda}$:

$$\delta_\alpha \approx \frac{0,66}{4\sqrt{\lambda}(\Delta\lambda)^{3/4}} \cdot \delta_{\Delta\lambda}. \quad (29)$$

В свою очередь $\delta_{\Delta\lambda}$ определяется погрешностью разностей отсчетов $x_2 - x_1$ и $x_3 - x_0$ (см. п. 8), т.е.

$$\delta_{\Delta\lambda} = \Delta\lambda \cdot \sqrt{\left(\frac{0,01\sqrt{2}}{x_2 - x_1}\right)^2 + \left(\frac{0,01\sqrt{2}}{x_3 - x_0}\right)^2}.$$

В последнем равенстве значения x_0, x_1, x_2, x_3 записываются в миллиметрах, так как стоящие в числителе $0,01\sqrt{2}$ — это выраженная в миллиметрах погрешность разностей отсчетов как $x_2 - x_1$, так и $x_3 - x_0$ (при этом за погрешность каждого отсчета x_i микровинта 20 принимается цена одного деления его барабана — $0,01 \text{ мм}$).

Контрольные вопросы

1. Чем отличаются щелочные "водородоподобные" атомы от атома водорода?
2. Чем объяснить дублетную структуру спектральных линий натрия?

Литература

1. Савальев И.В. Курс общей физики. М.: Наука. 1982. Т. 3. 304 с.
2. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.: Физматгиз, 1963. 640 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Теоретическая часть	3
Экспериментальная часть	12
Экспериментальная установка	12
Выполнение эксперимента	14
Контрольные вопросы	17
Литература	17

Редакция заказной литературы

Станислав Павлович Еркович
Лев Николаевич Климов
Юрий Юрьевич Хрущев

Влияние спина электрона на спектры атомов щелочных элементов

Заведующая редакцией Е.С.Ивашкина
Редактор Н.Г.Ковалевская
Корректор О.В.Калашникова

Подписано в печать 7.04.92. Формат 60x84/16. Бумага тип. № 2.
Печ.л. 1,25. Усл.печ.л. 1,16. Уч.-изд.л. 1,08. Тираж 1000 экз.
Заказ 525 С 135 Изд. № 61.

Издательство МГУ, типография МГУ.
107005, Москва, Б-5, 2-я Бауманская, 5.