

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники

А.С. Климов, Н.П. Кондратьева

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМОВ ВОДОРОДА

Методические указания к лабораторной работе по физике для
студентов всех специальностей

Томск
2023

УДК 531.1
ББК 22.3

Рецензент:

Казаков В.В., доцент кафедры физики ТУСУР,
канд. техн. наук

Климов, Александр Сергеевич,

К492 Изучение спектра атомов водорода / А.С. Климов,
Н.П. Кондратьева. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и
радиоэлектроники, 2023. – 18 с.

В работе представлена краткая теория строения атома, описана экспериментальная установка и методика проведения лабораторной работы. В ходе выполнения работы студенты изучают спектр атомов водорода, определяют длины волн серии Бальмера и постоянную Ридберга.

Методические указания предназначены для использования студентами всех специальностей при подготовке, выполнении и защите лабораторной работы по физике.

Одобрено на заседании каф. физики протокол №104 от 16.04.23

УДК 531.1
ББК 22.3

© Климов А.С., 2023

© Томск. гос. ун-т систем упр. и
радиоэлектроники, 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ.....	4
1.1 БОРОВСКАЯ ТЕОРИЯ АТОМА.....	4
1.2 КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ	8
2 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ	14
3 ЗАДАНИЯ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	15
4 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ	17
5 РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	17
ПРИЛОЖЕНИЕ	18

ВВЕДЕНИЕ

Атом водорода, являясь простейшей, реальной атомной системой, сыграл ведущую роль в становлении квантовомеханического подхода к изучению явлений микромира. Большой экспериментальный материал, собранный по спектрам излучения атома водорода и простые математические формулы Бальмера, Лаймана, Пашена и другие, описывающие длины волн сериальных спектральных линий водорода, позволили выработать полуклассическую или полуквантовую теорию Бора, а затем и чисто квантовомеханическую теорию способную описать спектры и более сложных атомов и молекул.

Целью данной работы является изучение спектра атомов водорода, определение длин волн серии Бальмера и определение постоянной Ридберга.

1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

1.1 БОРОВСКАЯ ТЕОРИЯ АТОМА

Опыты Резерфорда, подтверждая планетарную модель атома, вскрыли всю противоречивость существующих тогда представлений о строении атома. С точки зрения классической физики и максвелловской электродинамики невозможно объяснить факт длительного раздельного существования положительно заряженного ядра и отрицательных электронов в атоме. Свободный электрон, оказавшийся в кулоновском поле ядра, двигаясь с ускорением должен на него упасть в течение нескольких наносекунд, излучая при этом сплошной спектр. Фактически же спектры атомов состоят из отдельных линий, что возможно, если только электроны в электрическом поле ядра располагаются по дискретным орбитам, и, следовательно, имеют дискретный набор энергий, то есть энергия атома квантована. В предположении, что осциллятор обладает дискретным набором энергий, Макс Планк вывел формулу, полностью описывающую излучение абсолютно черного тела. Дискретность атомных состояний блестяще была доказана опытами Франка и Герца.

При создании новой непротиворечивой теории строения атома, описывающей существующие экспериментальные факты, в виде *первого постулата*, Нильсом Бором было предложено, что электроны

(атомы) длительное время могут находиться только в определенных стационарных состояниях. По *второму постулату* Бора излучение (поглощение) происходит только при переходе электрона (атома), с одного стационарного состояния в другое, а энергия излучения $\hbar\omega = h\nu$ (h – постоянная Планка, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$) равна разности энергий электронов на этих стационарных орбитах: $\hbar\omega = E_2 - E_1$, ($E_2 > E_1$).

По правилу квантования Бора момент импульса электрона, движущегося по стационарным орбитам радиуса r имеет квантованные значения и равен целому числу постоянных Планка \hbar :

$$m v r = n \hbar, \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (1.1)$$

число n – по сути главное квантовое число. Значит, на стационарных орбитах укладывается целое число электронных волн де Бройля.

С помощью этого правила квантования нетрудно найти радиусы r круговых стационарных орбит атома водорода и водородоподобных ионов и соответствующие энергии. Электрон с зарядом e вращается вокруг ядра с зарядом Ze . Масса ядра много больше массы электрона m . Поэтому ядро можно считать неподвижным, имеющим бесконечную массу, а электрон – движущимся вокруг ядра по окружности радиуса r . Тогда уравнение движения электрона запишется в виде:

$$m v^2 / r = Z e^2 / (4 \pi \epsilon_0 r^2). \quad (1.2)$$

Исключив v из уравнений (1.1) и (1.2), получим выражение для радиусов стационарных орбит:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{m e^2 Z}. \quad (1.3)$$

Отсюда радиус a_0 первой боровской орбиты ($n = 1$) в атоме водорода ($Z = 1$) равен: $a_0 = 0.529 \cdot 10^{-10}$ м.

Полная энергия электрона в поле ядра складывается из кинетической энергии $m v^2 / 2 = Z e^2 / (8 \pi \epsilon_0 r)$ (см. уравнение (1.2)) и потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром:

$$E = \frac{Z e^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{Z e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.4)$$

Подставляя в (1.4) выражение для радиуса n -ой орбиты из (1.3), получим значение полной энергии E_n электрона, находящегося на n -ой стационарной орбите:

$$E_n = -\frac{me^4 Z^2}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{Z^2 hcR}{n^2} \Rightarrow -\frac{13,595Z^2}{n^2}. \quad (1.5)$$

Схематически положения уровней энергии стационарных состояний электрона в атоме водорода, описываемые формулой (1.5), изображены на рисунке 1.1. При $n \rightarrow \infty$ уровни энергии сгущаются к своему предельному значению $E_\infty = 0$. Состояние атома с наименьшей энергией называется основным, а все другие состояния возбужденными.

Из формулы (1.5) следует:

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega = \frac{me^4 Z^2}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (1.6)$$

Или в виде обобщенной формулы Бальмера:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.7)$$

где n_i номера нижних, n верхних уровней энергии спектральных серий;

$$R = \frac{me^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 ch^3} - \text{постоянная Ридберга};$$

λ – длина волны.

Формула Бальмера (1.7) правильно описывает спектральные серии атома водорода и водородоподобных ионов. Спектральные серии возникают при разрешенных, излучательных квантовых переходах с различных возбужденных уровней энергии n на один и тот же конечный нижний уровень n_i ($n_i < n$) и сходятся к границе серии при $n \rightarrow \infty$. Для каждой спектральной серии число n_i , определяющее нижний уровень серии, постоянно, а число n , определяющее верхний уровень, принимает значения от $n = n_i+1, n_i+2, n_i+3, \dots, \infty$ и задает номер линии в серии. Переходам на различные нижние уровни соответствуют различные спектральные серии: серия Лаймана испускается в результате переходов электрона с вышележащих уровней на первую орбиту, серия Бальмера в результате переходов на вторую орбиту, серия Пашена на третью орбиту и так далее (см. рис.1.1).

На рисунке 1.1 стрелками показаны переходы, приводящие к излучению спектральных линий в разных сериях. В каждой из серий

спектральные линии сгущаются к своей коротковолновой границе серий, соответствующей переходам с орбиты $n = \infty$.

Если атом поглощает энергию извне, то энергия электрона увеличивается и электрон переходит на более высокую орбиту. При этом поглощаться могут только те же дискретные значения энергий, что и при излучении. Если сообщенная энергия достаточно велика, то электрон может перейти на орбиту с $n = \infty$ и покинуть пределы атома, то есть атом ионизируется. Необходимая для этого энергия называется энергией ионизации. Энергия ионизации с основного состояния ($n = 1$) для атома водорода ($Z = 1$), согласно формуле (1.5) равна 13,6 эВ, что совпадает с экспериментально полученным значением.

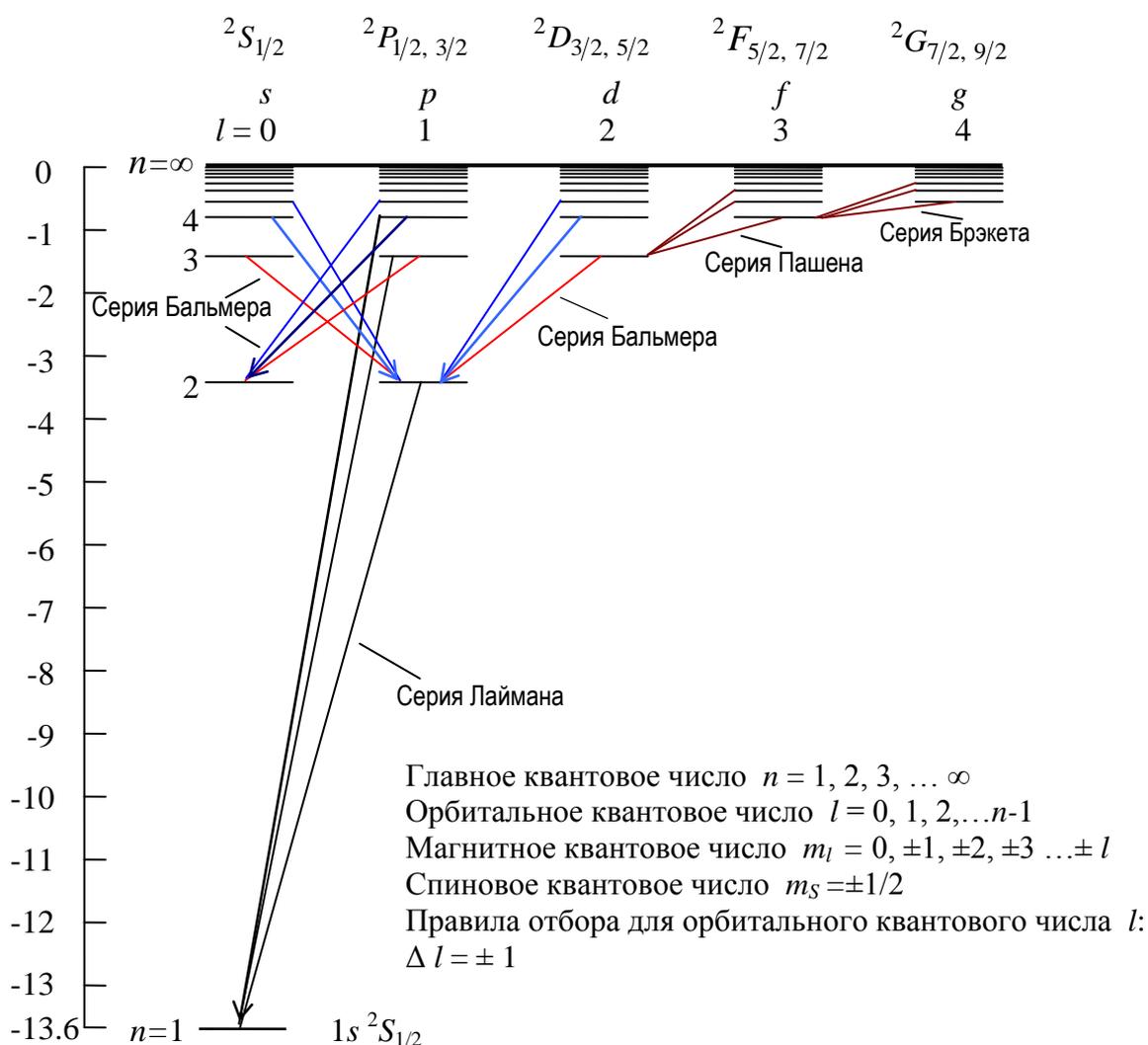


Рисунок 1.1 — Схема энергетических уровней атома водорода

Однако, формулы (1.5) и (1.6) достаточно точно описывая энергии электрона в атоме водорода и в водородоподобных ионах, совершенно не годятся для описания энергетических состояний более сложных атомов, что выявило существенные недостатки теории Бора. Теория не позволяла вычислять интенсивности спектральных линий, в рамках теории Бора не объяснялись вопросы поляризации, когерентности, дублетный характер спектров щелочных металлов, да и попытки построить теорию атома гелия, окончились неудачей.

Дальнейшее развитие теории, описывающей закономерности излучения атомов связано с разработкой квантовомеханической теории.

1.2 КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

В развитие идей де Бройля, в 1926 году австрийский физик Шрёдингер, сопоставив движению микрочастицы плоскую волну $\psi = a \cdot \exp[-i(\omega t - kx)]$ в виде комплексной функции координат и времени (волновую функцию или пси-функцию) получил основное уравнение нерелятивистской квантовой механики, уравнение Шрёдингера, которое для стационарных состояний имеет вид:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (1.8)$$

Здесь m – масса частицы; i — мнимая единица; ∇^2 – оператор Лапласа, $\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$; U – потенциальная энергия частицы; E – полная энергия частицы.

Решая уравнение Шрёдингера, находят ψ – функцию данного состояния микрочастицы, квадрат модуля пси-функции $|\psi|^2 = \psi \psi^*$ дает плотность вероятности (вероятность, отнесенную к единице объема) нахождения частицы в соответствующем единичном объеме пространства.

На ψ – функцию налагаются определенные стандартные условия, из которых непосредственно вытекают правила квантования энергии. ψ – функция должна быть однозначной, непрерывной и конечной, должна иметь непрерывную и конечную производную. По теории дифференциальных уравнений уравнение Шрёдингера имеет решение, удовлетворяющее стандартным условиям, при любых

положительных значениях энергии E (непрерывный спектр), но в области отрицательных значений энергии (связанные состояния) лишь при определенных дискретных значениях энергии E_n , которые называются собственными значениями энергии. Следовательно, спектр энергии будет дискретным. Решения, соответствующие собственным значениям E_n , называются собственными функциями ψ_n . Условие нормировки для ψ – функции получается из равенства единице вероятности достоверного события – нахождения частицы в одной из точек пространства: $\int \psi^* \psi dx dy dz = 1$.

Для водородоподобных ионов потенциальная энергия U электрона равна $U = -Z e^2 / (4 \pi \epsilon_0 r)$. Так как электрон движется в центрально-симметричном поле, то целесообразно уравнение Шрёдингера решать в сферической системе координат (r, θ, φ) , а собственные функции $\psi_{n,l,m_l}(r, \theta, \varphi) = R_{n,l}(r) \cdot Y_l^{m_l}(\theta, \varphi)$, определяемые также орбитальным l и магнитным m_l квантовыми числами, искать в виде произведений радиальной и сферической функций. Тогда уравнение Шрёдингера, после разделения независимых переменных, распадается на две части – радиальную и сферическую, зависящих от разных переменных. Следовательно, каждая из этих частей по отдельности должны быть равными одной и той же постоянной, в данном случае $l(l+1)$, что следует из условия непрерывности и конечности выбранных волновых функций, а момент импульса электрона в ионе квантуется по формуле $M_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}$, а не по (1.1). Таким образом, уравнения для радиальной и сферической частей волновой функции будут иметь вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right\} \cdot R = 0, \quad (1.9)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + l(l+1)Y = 0. \quad (1.10)$$

Атом водорода и водородоподобные ионы состоят из положительно заряженного ядра большой массы и одного электрона, между которыми действует сила электрического притяжения. Энергия такой системы определяется посредством решения уравнения (1.9) для радиальной части волновой функции.

Опуская громоздкие вычисления, скажем, что для уровней энергии E_n водородоподобного атома получается та же формула (1.5), но уже $n = l+k+1$. Орбитальное l и радиальное k квантовые числа принимают значения $0, 1, 2, \dots, n-1$. Тогда главное квантовое число принимает значения $n=1, 2, 3, \dots$, и значение $n=0$ автоматически исключается, а в теории Бора было не ясно, почему невозможно нулевое значение главного квантового числа и данный факт принимался безо всяких объяснений. Для круговых орбит $k=0$ и формулы (1.5) полученной из боровской теории, и из решения уравнения Шрёдингера совпадают.

В основном состоянии атома водорода электрон находится в s – состоянии ($n=1, l=0, m_l=0$) и орбитальный момент импульса электрона равен нулю, что в классической интерпретации невозможно и соответствовало бы радиальному движению электрона сквозь ядро. Волновая функция электрона в основном состоянии является функцией только радиуса, то есть s – состояние электрона (распределение электронного облака в этом состоянии) сферически симметрично.

В противоречие боровской теории в квантовой механике сказать что-либо о траектории движения электрона в атоме невозможно, что связано с вероятностным описанием движения микрочастиц. Можно лишь констатировать, что электрон находится в том или ином состоянии, даже не связывая переход из одного состояния в другое пространственным перемещением электрона.

Волновая функция основного состояния атома водорода имеет вид:

$$\psi_{nlm_l} = \psi_{100} = A \cdot e^{-r/a_0},$$

где a_0 – боровский радиус; A – постоянная; m_l – магнитное квантовое число, принимающее значения $0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots \pm l$;

Тогда вероятность dw , обнаружить электрон в элементе объема шарового слоя dV , равна:

$$dw = |\psi|^2 dV = |\psi|^2 \cdot 4\pi r^2 dr.$$

Найдем расстояния r_{\max} от ядра атома, на которых вероятность нахождения электрона максимальна. Дифференцируя по r функцию $A^2 \cdot e^{-r/a_0} \cdot 4\pi r^2$, и приравнявая полученный результат нулю, найдем, что $r_{\max} = a_0$. Следовательно, в квантовой механике боровские орбиты это лишь геометрическое место точек, где вероятность

обнаружения электрона достигает максимума, но она отлична от нуля во всем пространстве.

Кроме тройки квантовых чисел – главного n , определяющего энергию электрона; орбитального l , определяющего значение орбитального момента импульса $M_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ электрона; магнитного m_l , определяющего значение проекции момента импульса электрона $M_{l_z} = \hbar m_l$ на направление квантования z , состояние электрона в атоме характеризуется собственным спиновым квантовым числом $s = 1/2$, определяющим собственный спиновый момент импульса микрочастицы $M_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$ и значение проекции собственного спинового момента импульса электрона на направление квантования согласно соотношению $M_{s_z} = \hbar m_s$, $m_s = \pm 1/2$. Через гиромагнитные отношения* определяются соответствующие значения магнитных моментов $\mu_{l,s}$ и их проекций $\mu_{l,s,z}$. Согласно опытам Штерна и Герлаха для водорода $\mu_{s,z} = \pm \mu_B$ (магнетону Бора), что позволило предположить существование у электрона спина, как неотъемлемой характеристики электрона. Без спина невозможно объяснить наличие двух проекций магнитного момента в s -состоянии у элементов первой группы таблицы Менделеева, тонкую структуру, аномальный эффект Зеемана. В общем случае, магнитные моменты атомов, а также их проекции оказались квантованными и кратными магнетону Бора: $\mu_{J,z} = \mu_B g m_J$, где g – фактор Ланде; $m_J = -J, -J+1, \dots, J-1, J$. J – квантовое число полного момента импульса атома. В дополнение приведем некоторые положения, относящиеся к описанию спектров атомов.

Уровни энергии E_n вырождены, уровню с номером n принадлежит $2n^2$ состояний (кратность вырождения равна $2n^2$) с учетом двух возможных ориентаций спина:

$$\sum_{l=0}^{l=n-1} \sum_{m=-1}^{m=1} 2 = \sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1) = [2(n-1)+2]n = 2n^2 .$$

То есть в состояниях с данным значением n могут находиться в атоме не более $2n^2$ электронов, различающихся значением одного из квантовых чисел. Таким образом, состояние каждого электрона в атоме характеризуется набором четырех квантовых чисел: главного n , орбитального l , магнитного m_l и спинового m_s . Согласно принципу запрета Паули, в одном и том же атоме не может быть двух

электронов, обладающих одинаковой совокупностью квантовых чисел, или в одном и том же квантовом состоянии не могут находиться одновременно два электрона. С помощью принципа Паули вместе с правилом Хунда о наименьшей энергии (E -минимальна, для S_{max} и возможного при этом L_{max}) для всех атомов удалось составить электронные конфигурации, то есть установить распределение электронов по квантовым состояниям многоэлектронных атомов и объяснить различие свойств атомов в периодической системе элементов Менделеева.

Различные состояния электрона в атоме обозначаются значением главного квантового числа и малыми буквами латинского алфавита (s, p, d, f, g, h, ...) соответственно значениям орбитального квантового числа $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5 \dots$. Так, электрон, находящийся в состоянии с $l = 0$ и $n = 2$ называют 2s-электроном в s-состоянии, p-электроном с $l = 1$, d-электроном с $l = 2$ и т. д. в соответствии с рис.1.1, на котором представлена схема уровней энергии атома водорода.

Энергия многоэлектронных атомов зависит не только от полных орбитального L и спинового S моментов, но и от взаимной ориентации моментов, что приводит к расщеплению энергетических уровней и образованию тонкой структуры спектральных линий. Энергия атома определяется полным моментом. Уровни энергии характеризуются значениями квантового числа J полного момента, принимающими значения $J = L+S, L+S-1, \dots |L-S|$. Поэтому уровень с данными L и S расщепляется (мультиплетное расщепление) на $2S+1$ (при $L > S$) различных уровней. Каждый из этих уровней остается вырожденным по направлениям вектора J , кратность этого вырождения равна $2J+1$. Полный момент атома будет зависеть от того, какие моменты электронов взаимодействуют друг с другом сильнее: орбитальные, спиновые или спин-орбитальные. В случае нормальной или LS-связи (связь Рассель-Саундерса), присущей легким атомам, орбитальные и спиновые моменты электронов взаимодействуют в отдельности друг с другом сильнее, образуя отдельно результирующие спиновый и орбитальный моменты, взаимодействие между которыми определяет полный момент атома. Для N электронов квантовое число результирующего спинового момента $S = Ns, Ns-1, \dots, 0$, ($s = 1/2$). Орбитальное квантовое число

результатирующего момента для системы из двух электронов $L = (l_1 + l_2), (l_1 + l_2 - 1), \dots, |l_1 - l_2|$.

Атомные уровни энергии (термы) также принято обозначать символами, аналогичными тем, которые используются для обозначения состояний отдельных частиц с определенными значениями момента. Именно, состояния с различными значениями полного орбитального момента $L = 0, 1, 2, 3, 4$, соответственно обозначаются большими буквами латинского алфавита S, P, D, F, G, \dots . В спектроскопии слева вверху от символа указывается число $\mu = 2S + 1$, называемое мультиплетностью. Справа внизу указывается значение полного момента J . Впереди от символа записывается электронная конфигурация незаполненной оболочки рассматриваемого атома, так как состояния атома не зависят от электронов заполненных оболочек. Основное состояние атома водорода обозначается в виде $1s^2S_{1/2}$ (рис.1.1).

На рисунке 1.1 показаны переходы, приводящие к излучению серийных линий. Данные переходы соответствуют правилам отбора. Для главного квантового числа Δn любое число; для орбитального $\Delta l = \pm 1$; для магнитного квантового числа $\Delta m_l = 0, \pm 1$; для квантового числа J полного момента импульса атома имеется правило отбора $\Delta J = 0, \pm 1$, при этом исключаются переходы $J_1 = 0 \rightarrow J_2 = 0$.

Уравнения Шрёдингера для щелочных металлов и высоковозбужденных атомов подобны уравнениям для водорода и решаются аналогично. В выражении для уровней энергий щелочных металлов вместо n^2 в знаменателе формулы (1.5) будет $[n + \sigma(l)]^2$ и энергия зависит не только от главного квантового числа n , но и от орбитального квантового числа l , что составляет принципиальное отличие уровней энергии атомов щелочных металлов от уровней энергии атома водорода.

Однако точное решение уравнения Шрёдингера в аналитическом виде в большинстве случаев невозможно, поэтому применяются приближенные методы решения квантовомеханических задач, важнейшим из которых является теория возмущений.

2 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.1. Для изучения спектра атома водорода в видимой области спектра (серия Бальмера) используется универсальный монохроматор УМ-2 со сменной окулярной насадкой с указателем. Свет от дуговой ртутной лампы (ДРШ 250-3) или газоразрядной водородной лампы (ТВС-15) падает на узкую входную щель монохроматора с пределом раскрытия $0 \div 4$ мм. Далее объективом коллиматора изображение щели проектируется на поворотную, диспергирующую призму, на которой свет разлагается в спектр.

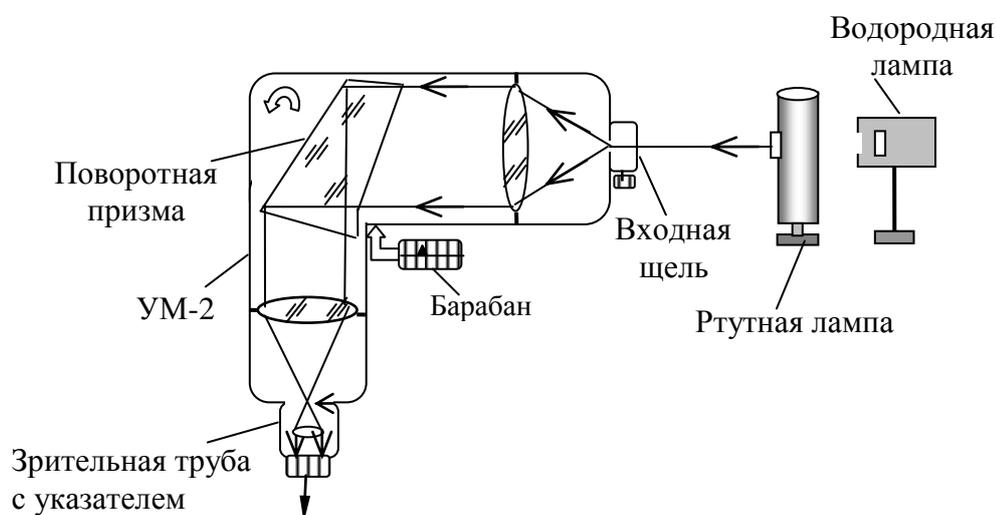


Рисунок 2.1– Схема экспериментальной установки

Призма установлена на поворотном механизме, связанном с барабаном длин волн с относительными угловыми делениями φ и бегунком указателем, скользящим вдоль канавки барабана. Вращая барабан, в поле зрения окуляра можно выводить область спектра от 1000 нм до 400 нм, охватывающую ближнюю инфракрасную и видимую области.

Идентификация спектральных линий производится последовательным совмещением их со стрелкой-указателем в поле зрения окуляра и фиксирования соответствующего значения угла на барабане. Барабан монохроматора проградуирован в градусах, поэтому для определения длин волн неизвестных спектральных линий необходимо сначала проградуировать монохроматор, то есть сопоставить делениям барабана φ известные длины волн λ . Для градуировки монохроматора используется излучение ртутной лампы

с заданными в таблице 3.1 длинами волн. Используя значения φ и λ для линий ртути, строится градуировочная кривая, по которой определяются длины волн спектра атома водорода по соответствующим значениям φ_x для линий водорода. По найденным длинам волн спектральных линий водорода строится график линеаризованной зависимости $1/\lambda = f(1/n^2)$. По графику определяется постоянная Ридберга R как угловой коэффициент прямой. Постоянную R можно определить также и по точке пересечения данного графика с осью ординат как свободный член, умноженный на 4, так как для серии Бальмера $n_i = 2$, и формула (17) примет вид: $1/\lambda = R/4 - R/n^2$ [м^{-1}].

3 ЗАДАНИЯ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

3.1 Включить ртутную лампу с помощью блока питания ЭПС-111, переключая тумблеры “сеть” и “лампа ДРШ” в положение включено. Если дуга не загорается необходимо несколько раз нажать на кнопку пуск. Дать разгореться лампе в течение $2 \div 3$ минут, и регулируя ширину входной щели и фокусировку перемещением окулярной насадки добиться, чтобы спектральные линии в поле зрения окуляра, были тонкие и резкие. Ртутную лампу **без защитного стекла** на окошке лампы **не включать**.

3.2 Последовательно подводя спектральные линии ртути, начиная с красной линии с $\lambda = 708,2$ нм (или 691 нм) до фиолетовой с $\lambda = 405$ нм, к стрелке-указателю окуляра, зафиксировать соответствующие деления барабана. В целях уменьшения погрешности измерений за счет люфта барабана, рекомендуется линии подводить к указателю только с одной стороны. Значения φ записать в таблицу 3.1. При повороте барабана следить, чтобы бегунок не перескакивал с одной канавки на другую.

3.3 Построить градуировочный график $\varphi = f(\lambda)$ пользуясь данными таблицы 3.1. Размер графика должен быть не меньше половины листа А4.

3.4 Выключить ртутную лампу и на его место установить водородную лампу, ориентируя капиллярную трубку вдоль щели. **Включить водородную лампу не дольше чем на 10 минут.**

3.5 Зафиксировать деления φ_x барабана, соответствующие четырем спектральным линиям атома водорода и записать в таблицу.

3.6 Пользуясь полученными значениями φ_x для линий водорода по градуировочной кривой определить соответствующие значения длин волн спектра атома водорода и записать в таблицу 3.1.

Таблица 3.1 - Табличные и экспериментальные данные для градуировки монохроматора и определения длин волн водорода и R

Длины волн ртути			Длины волн водорода					
цвет	λ , нм	φ	цвет	φ_x	λ , нм	n	$1/n^2$	$1/\lambda$, нм ⁻¹
красный	708,2		красный					
красный	690,8							
красный	623,4							
желтый	579,1		голубой					
желтый	577,0							
зеленый	546,1							
голубой	491,6		фиолетовый					
синий	435,8							
фиолетовый	407,8		фиолетовый					
фиолетовый	404,7							

3.7 Построить график зависимости $1/\lambda = f(1/n^2)$, и определить постоянную Ридберга R как угловой коэффициент полученной прямой. Постоянную Ридберга определить и по значению свободного члена $R/4$ в формуле Бальмера, равного точке пересечения прямой с осью ординат.

3.8 По усмотрению преподавателя постоянную Ридберга R можно определить методом наименьших квадратов и оценить погрешность.

3.9 Пользуясь градуировочной кривой вычислить погрешности определения длин волн по формуле: $\sigma(\lambda) = \frac{\partial \lambda}{\partial \varphi} \cdot \sigma(\varphi)$. Считать, что погрешность в угловых единицах $\sigma(\varphi) = 10^\circ$.

3.10 Сравнить обратные угловые дисперсии для красной области спектра и для фиолетовой.

3.11 Определить погрешность определения постоянной Ридберга.

4 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

4.1 Вывести формулу Бальмера из полуклассических соображений.

4.2 Сформулируйте постулаты Бора, какие из них подтвердили опыты Франка и Герца.

4.3 Запишите стационарное уравнение Шредингера.

4.4 Какими квантовыми числами характеризуются состояния электронов в атоме? Какие значения они могут принимать? Какие правила отбора существуют для квантовых чисел?

5 РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

5.1. Савельев, И. В. Курс физики : учебное пособие : в 3 томах / И. В. Савельев. — 7-е изд., стер. — Санкт-Петербург : Лань, [б. г.]. — Том 3 : Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц — 2019. — 308 с.

5.2. Иродов, И.Е. Задачи по общей физике: Учебное пособие [Электронный ресурс] : учеб. пособие — Электрон. дан. — Санкт-Петербург : Лань, 2018. — 420 с.

5.3. Мухачев, В. А. Оценка погрешностей измерений: Методические указания к лабораторной работе [Электронный ресурс] / В. А. Мухачев. — Томск: ТУСУР, 2012. — 24 с. — Режим доступа: <https://edu.tusur.ru/publications/1099>. (дата обращения: 10.04.2023)

5.4 Зенин, А. А. Общие требования и правила оформления отчета о лабораторной работе по физике: Методические указания [Электронный ресурс] / А. А. Зенин. — Томск: ТУСУР, 2019. — 20 с. — Режим доступа: <https://edu.tusur.ru/publications/8957>. (дата обращения: 10.04.2023)

ПРИЛОЖЕНИЕ

Гиромагнитное отношение это отношение орбитального магнитного момента электрона μ_l (или его проекции μ_{lz} на выбранную ось z) к механическому моменту импульса M_l (или к его проекции M_{lz}), равное $\mu_l / M_l = -e / 2m_e$ для орбитальных моментов и для спиновых моментов $\mu_s / M_s = -e / m_e$ в два раза больше.

Магнетон Бора $\mu_B = e \cdot \hbar / 2 \cdot m_e = 9,27 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл;

Для атома полный момент импульса $M_J = \hbar \sqrt{J(J+1)}$ аналогично M_l и M_s , а его проекции

$$M_{Jz} = \hbar m_J, \quad \text{где } J = L+S, L+S-1, \dots |L-S|$$

Полный магнитный момент атома $\mu_J = \mu_B g \sqrt{J(J+1)}$.

Проекция полного магнитного момента атома $\mu_{Jz} = \mu_B g m_J$,
 $m_J = -J, -J+1 \dots J-1, J$. J – квантовое число полного момента импульса атома, или внутреннее квантовое число.

Фактор Ланде g учитывает спин-орбитальное взаимодействие и равно:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)},$$

где L, S, J – квантовые числа.

По правилу Хунда наименьшей энергией обладает терм с максимальным значением S при данной электронной конфигурации и максимально возможным при этом $S_{\text{макс}}$ значении L .

$J = L - S$, если подболочка заполнена менее чем наполовину, и
 $J = L + S$ в остальных случаях.