

КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Институт физики

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

СПЕКТР АТОМА ВОДОРОДА

Казань – 2024

*Печатается по решению
Учебно-методической комиссии Института физики КФУ
(протокол №07 от 6 марта 2024 г.)
кафедры оптики и нанофотоники
(протокол №2 от 29 февраля 2024 г.)*

Рецензент
доктор физико-математических наук,
профессор Института физики КФУ **Л.А. Нефедьев**

Камалова Д.И., Хамадеев М.А.

Спектр атома водорода: учебно-методическое пособие / Д.И. Камалова, М.А. Хамадеев. – Казань: Казан. ун-т, 2024. – 20 с.

В учебном издании изложены теоретическая часть и методика выполнения лабораторной работы «Спектр атома водорода». Лабораторная работа связана с наблюдением спектральных линий излучения серии Бальмера и определением постоянной Ридберга. Работа выполняется на лабораторном комплексе фирмы LEYBOLD DIDACTIC GMBH (Hurth, Германия).

Предназначено для студентов Института физики.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
Теоретическая подготовка к работе	5
Описание экспериментальной установки	13
Экспериментальная часть	15
Контрольные вопросы	19
Список рекомендуемой литературы	20

ВВЕДЕНИЕ

Изучение спектров атомов позволило понять строение атомов. Было выяснено, что спектр излучения невзаимодействующих друг с другом атомов состоит из отдельных спектральных линий, то есть является линейчатым. Линии в спектрах атомов расположены закономерно. Эти закономерности атомных спектров могут быть объяснены только на основе квантовых представлений.

Переходным этапом от классической физики к квантовой теории послужила теория Бора и сформулированные им постулаты. В 1924 году Луи де Бройль выдвинул гипотезу, согласно которой всем микрочастицам присущи кроме корпускулярных свойств также и волновые свойства. В развитие идеи де Бройля о волновых свойствах частиц Э. Шредингер получил в 1926 году свое знаменитое уравнение и сопоставил движению микрочастицы комплексную функцию координат и времени, которую он назвал волновой функцией. Уравнение Шредингера является основным уравнением, описывающим поведение квантовых систем и позволяющим найти собственные функции и собственные значения энергии квантовых систем.

Наиболее простой спектр имеет атом водорода, представляющий собой систему, состоящую из ядра и одного электрона. Для атома водорода были получены точные решения уравнений квантовой механики, и справедливость квантовомеханического подхода подтверждена совпадением теории с результатами экспериментов.

Целью настоящей лабораторной работы является изучение спектра излучения атома водорода и определение постоянной Ридберга. В данном пособии описываются теоретические основы происхождения спектра атома водорода и образования серий спектральных линий, лабораторные задания и список контрольных вопросов для закрепления изученного материала. Работа выполняется на лабораторном комплексе фирмы LEYBOLD DIDACTIC GMBH (Hurth, Германия).

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ПОДГОТОВКА К РАБОТЕ

В начале XX века наиболее популярными были две классические модели строения атома. Согласно первой из них – модели Томсона (1904 год) – по всему объему атома с некоторой объемной плотностью распределен положительный заряд. Электроны погружены в эту положительно заряженную среду и взаимодействуют с ней по закону Кулона. Вторая модель строения атома – планетарная (1911 год) – предполагала, что в центре атома находится тяжелое положительно заряженное ядро, вокруг которого вращаются легкие отрицательно заряженные электроны по круговым либо эллиптическим орбитам подобно планетам вокруг Солнца.

Опыты Э. Резерфорда по рассеянию α -частиц на атомах показали, что атомы состоят из малого массивного положительно заряженного ядра и окружающей его электронной оболочки, и подтвердили планетарную модель. Однако эта модель обладала так называемой электродинамической неустойчивостью, так как согласно законам классической электродинамики, вращаясь по орбите, электрон должен излучать электромагнитную волну и спустя время порядка 10^{-8} с после начала движения, потеряв энергию, упасть на ядро. При таком движении должна меняться непрерывно частота вращения электрона вокруг ядра и тем самым должна меняться частота излучаемой электромагнитной волны, то есть атом должен был бы иметь сплошной спектр, что противоречило наблюдаемым линейчатым спектрам.

Кроме того, если допустить, что энергия, потерянная атомом на излучение, каким-то образом компенсируется, то классическая теория не может объяснить закономерности в спектрах. По классической теории излучение является следствием ускоренного движения зарядов. Если это движение периодическое, то для определения частот излучения необходимо движение зарядов представить в виде ряда Фурье, в котором присутствуют основная частота и частоты, кратные основной. Тогда в спектре излучения планетарного атома должна присутствовать основная частота излучения и обертоны, то есть спектр должен был быть эквидистантным по частотам, чего не имело места в эксперименте.

Н. Бор в 1913 году выдвинул ряд предположений о свойствах атомов, которые были сформулированы в виде двух постулатов:

1. Атомы могут длительное время находиться только в определенных, так называемых стационарных состояниях. Энергии стационарных состояний E_1, E_2, E_3, \dots образуют дискретный спектр.

2. При переходе атома из одного начального стационарного состояния с энергией E_n в другое конечное состояние с энергией E_m ($E_m < E_n$) происходит излучение кванта света с частотой ω , причем

$$\hbar\omega = E_n - E_m \quad (1)$$

где $\hbar = h/2\pi$ – постоянная Планка.

Опыты Франка и Герца подтвердили существование дискретных энергетических уровней атомов (см. учебно-методическое пособие «Опыты Франка и Герца»).

К моменту возникновения теории Бора был накоплен богатый экспериментальный материал спектров излучения атомов. Наиболее простые закономерности наблюдались в спектре атома водорода. Одной из первых была изучена серия линий в видимой области спектра. В 1885 году Бальмер обнаружил, что длины волн этой серии H_α (656,3 нм), H_β (486,1 нм), H_γ (434 нм) и H_δ (410,2 нм) могут быть представлены формулой:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (2)$$

где λ_0 – константа, n – целое число, принимающее значения 3, 4, 5 и т.д. Если перейти от длины волны к частоте, то получим формулу:

$$\omega = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (3)$$

где R – константа, называемая постоянной Ридберга. Формула (3) называется формулой Бальмера, а соответствующая серия спектральных линий атома водорода – серией Бальмера.

Дальнейшие исследования показали, что в спектре водорода имеются еще несколько серий. В ультрафиолетовой части спектра находится серия Лаймана. Остальные серии лежат в инфракрасной области. Линии этих серий могут быть представлены в виде формул, аналогичных формуле (3):

$$\text{серия Лаймана} \quad \omega = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

$$\text{серия Пашена} \quad \omega = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

$$\text{серия Брэкета} \quad \omega = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 5, 6, 7, \dots$$

$$\text{серия Пфунда} \quad \omega = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 6, 7, 8, \dots$$

Частоты всех линий спектра водородного атома можно представить одной формулой:

$$\omega = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (4)$$

где $m = 1$ для серии Лаймана, $m = 2$ для серии Бальмера и т.д. При заданном числе m число n принимает все целочисленные значения, начиная с $m+1$.

Сначала применим классическую механику к движению электрона в атоме водорода и запишем уравнение движения электрона в поле ядра:

$$\frac{m_e v^2}{r} = k \frac{Ze^2}{r^2}; \quad Z = 1, \quad (5)$$

где $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9$ м/Ф, e – заряд электрона, равный $-1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, m_e – масса покоя электрона, равная $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Согласно условию Бора из всех орбит электрона, возможных с точки зрения классической механики, осуществляются только те, для которых момент импульса равен целому кратному постоянной Планка, т.е.

$$m_e v r = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (6)$$

Исключив v из уравнений (5) и (6), получим выражение для радиусов стационарных орбит электрона

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{k m_e e^2},$$

где n – номер орбиты. Это выражение можно записать в виде:

$$r_n = n^2 r_1,$$

где $r_1 = \frac{\hbar^2}{k m_e e^2} = 0,53 \cdot 10^{-10}$ м – радиус первой орбиты ($n = 1$), или первый боровский радиус.

Полная энергия электрона, равная сумме кинетической $E_{\text{кин}} = \frac{m_e v^2}{2}$ и потенциальной $E_{\text{пот}} = -k \frac{e^2}{r}$, определяется следующим выражением:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{k^2 m_e e^4}{2\hbar^2}. \quad (7)$$

Следовательно,

$$E_n = \frac{E_1}{n^2},$$

где $E_1 = \frac{k^2 m_e e^4}{2\hbar^2} = -13,55 \text{ эВ}$ – энергия электрона на первой орбите. Таким образом, радиус и полная энергия электрона в атоме водорода квантуются, то есть принимают дискретный ряд значений. На рис. 1 приведена схема энергетических уровней атома водорода.

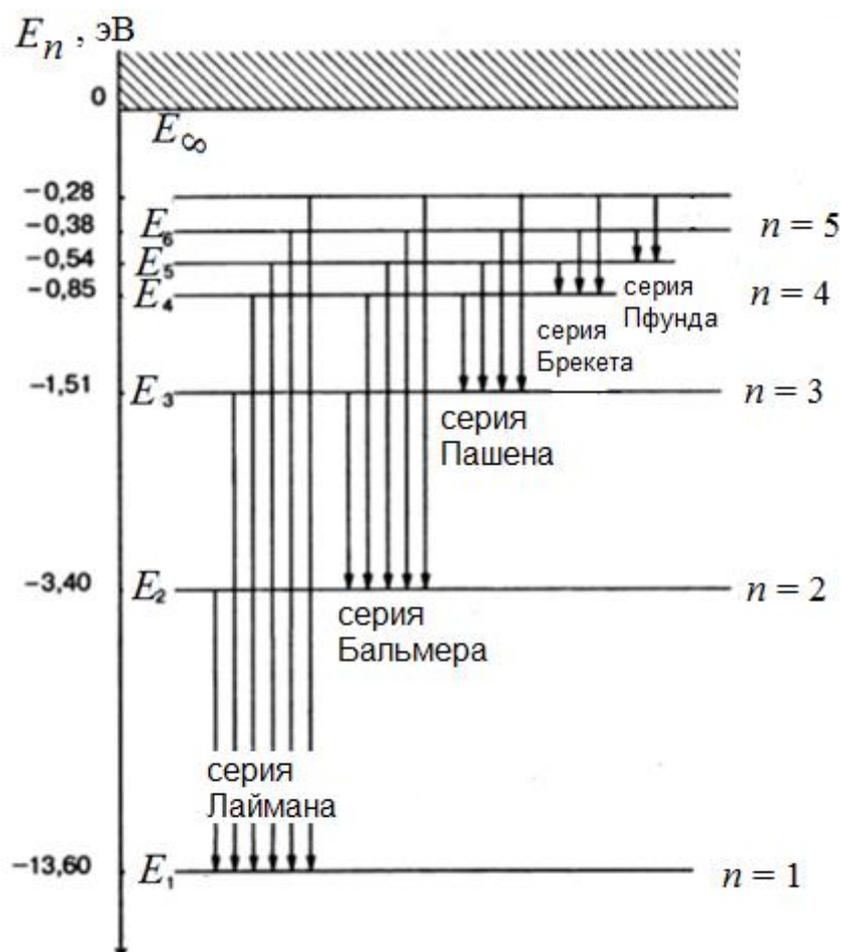


Рис. 1. Схема энергетических уровней атома водорода

При переходе атома водорода из состояния с энергией E_n в состояние с энергией E_m излучается фотон с энергией

$$\hbar\omega = E_n - E_m = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Частота излучения равна

$$\omega = \frac{m_e e^4}{2\hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Таким образом, приходим к формуле (4), причем для постоянной Ридберга имеем

$$R_\infty = \frac{m_e e^4}{2\hbar^3}.$$

Постоянная Ридберга равна $R_\infty = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Знак бесконечности у постоянной Ридберга указывает, что в расчете масса ядра полагалась бесконечно большой по сравнению с массой электрона. Теория Бора была переходным этапом от классической физики к квантовой теории атомных явлений. Она не была ни последовательно классической, ни последовательно квантовой теорией.

В квантовой механике Э. Шредингер сопоставил движению микрочастицы комплексную функцию $\Psi(x, y, z, t)$, которую он назвал волновой функцией. Она характеризует состояние микрочастицы. Физический смысл имеет квадрат модуля волновой функции $|\Psi|^2$, который определяет вероятность dW того, что частица будет обнаружена в пределах объема dV :

$$dW = |\Psi|^2 dV = \Psi^* \Psi dV,$$

где Ψ^* – функция, комплексно-сопряженная функции Ψ .

Ψ -функция удовлетворяет условию нормировки:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \Psi dV = 1.$$

Данный интеграл дает вероятность достоверного события, так как микрочастица находится где-то в пространстве, а интегрирование проводится по всему пространству. То есть вероятность достоверного события равна единице.

Ψ -функция должна быть однозначной, непрерывной, конечной и иметь непрерывную и конечную производную.

Волновую Ψ -функцию находят, решая уравнение Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U(x, y, z, t)\Psi = i\hbar\frac{d\Psi}{dt}, \quad (8)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа, m – масса частицы.

Если силовое поле, в котором движется частица, стационарно, то функция U не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии частицы, то есть

$$U(x, y, z, t) = U(x, y, z).$$

В этом случае полная энергия системы сохраняется, и удобно ввести состояния с определённой энергией, или стационарные состояния. Зависимость от времени в волновой функции таких состояний имеет простой вид:

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z)e^{-i\frac{E}{\hbar}t},$$

где $\Psi(x, y, z)$ – волновая функция в момент времени $t = 0$, а E – полная энергия частицы, т.е.

$$E = \frac{p^2}{2m} + U(x, y, z) = \text{const.} \quad (p \text{ – импульс частицы}).$$

Тогда уравнение Шредингера принимает вид

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) называется уравнением Шредингера для стационарных состояний.

Потенциальная энергия электрона в атоме водорода равна

$$U = -\frac{ke^2}{r}$$

и уравнение Шредингера для электрона в атоме водорода может быть записано в виде

$$\Delta\Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2}\left(E + \frac{ke^2}{r}\right)\Psi = 0. \quad (10)$$

В уравнение Шредингера входит в качестве параметра полная энергия частицы E . В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнение вида (9) имеет решения, удовлетворяющие условиям однозначности, конечности и непрерывности не при любых значениях параметра E , а лишь при некоторых дискретных его значениях. Эти значения называ-

ются собственными значениями энергии. В частности, для уравнения (10) значения энергии равны

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{k^2 m_e e^4}{2\hbar^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Это выражение в точности совпадает с выражением (7), полученным Бором. Здесь n называется главным квантовым числом. Частоты излучения атома водорода описываются также формулами (4). Однако интерпретация характера движения и квантовых переходов различны в теории Бора и в квантовой механике. В теории Бора считается, что электрон движется по орбите вокруг ядра по законам классической механики. Но в отличие от классической электродинамики электрон не излучает при ускоренном движении; излучение объяснялось законом сохранения энергии при переходе с одной орбиты на другую. В квантовой механике нельзя говорить о движении электрона по какой-то траектории, то есть нельзя представить координаты электрона как функции времени, а используется вероятностное описание движения микрочастиц. Поэтому употребляется представление о состоянии движения электрона, описываемого той или иной волновой функцией, то есть говорят, что электрон находится в том или ином состоянии.

Знак минус в выражении для энергии E_n указывает на то, что полная энергия электрона в атоме меньше, чем в свободном состоянии. Нулевой энергии соответствует состояние при $n = \infty$, когда электрон не связан с ядром. Положительные значения энергии на рис. 1 соответствуют случаю, когда электрон отрывается от атома, становится свободным и может иметь любые (не дискретные) значения энергии, атом, потерявший электрон, превращается в положительно заряженный ион. Разницу энергий между состояниями с $n = 1$ и $n = \infty$ можно считать энергией ионизации атома, для водорода она равна 13,6 эВ.

Решая уравнение Шредингера в сферических координатах, можно определить величину момента импульса электрона и проекцию момента на выбранное направление. Момент импульса электрона имеет только дискретные, квантованные значения, определяемые орбитальным квантовым числом l . При данном главном квантовом числе n орбитальное квантовое число l может принимать следующие значения:

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1.$$

Модуль момента импульса электрона равен

$$|L| = \hbar\sqrt{l(l+1)}.$$

Проекция момента импульса электрона на выбранное направление также принимает дискретный ряд значений, которые определяются магнитным квантовым числом m_l :

$$L_z = m_l \hbar,$$

где $m_l = -l, -l+1, \dots, -1, 0, +1, \dots, l-1, l$. То есть имеем $2l+1$ значений.

Каждому значению энергии электрона в атоме водорода E_n (кроме энергии основного состояния с $n = 1$) соответствует несколько волновых функций, отличающихся значением квантовых чисел l и m_l . Атом водорода может иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях с различными l и m_l . Эти состояния с одинаковой энергией называются вырожденными, а число различных состояний, отвечающих одному и тому же значению энергии E_n , называется кратностью вырождения энергетического уровня. Кратность вырождения энергетических уровней атома водорода равна

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

Учёт спиновой степени свободы, для введения которой уравнение Шредингера пришлось модифицировать впоследствии, добавляет к этому значению множитель 2. Позднее учёт спина и множества других физических эффектов позволил предсказать и обнаружить снятие этого вырождения. Однако величина соответствующих энергетических расщеплений и сдвигов существенно меньше, чем расстояния между уровнями с различными n , поэтому в первом приближении ими можно пренебречь.

Состояние электрона в атоме с различными значениями орбитального квантового числа l отличаются величиной момента импульса. Электрон, находящийся в состоянии с $l = 0$, называют s -электроном (соответствующее состояние – s -состоянием), с $l = 1$ – p -электроном, с $l = 2$ – d -электроном, с $l = 3$ – f -электроном и так далее. Значение главного квантового числа указывается перед условным обозначением квантового числа l . Таким образом, электрон в состоянии с $n = 1$ и $l = 0$ обозначается символом $1s$, с $n = 3$ и $l = 1$ обозначается символом $3p$ и так далее.

В квантовой механике доказывается, что в первую очередь возможны только те переходы электронов из одного состояния в другое, при которых квантовое число l изменяется на единицу:

$$\Delta l = \pm 1.$$

Это условие называется правилом отбора.

Правило отбора для главного квантового числа имеет вид: Δn – любое число. Состояние $1s$ является основным состоянием атома водорода. В этом состоянии атом обладает минимальной энергией. Чтобы перевести атом из основного состояния в возбужденное, ему необходимо сообщить энергию. При переходе системы из состояния с большей энергией E_n в состояние с меньшей энергией E_m испускается квант света с частотой:

$$\omega = (E_n - E_m) / \hbar .$$

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Общий вид экспериментальной установки представлен на рис. 2. Установка включает держатель, лампу Бальмера с источником питания, линзу осветителя с фокусным расстоянием 50 мм, регулирующую оптическую щель, камерную линзу с фокусным расстоянием 100 мм, дифракционную решетку, полупрозрачный экран.

В лабораторной работе спектр излучения наблюдается посредством лампы Бальмера, заполненной водяными парами. В электрическом разряде молекулы воды диссоциируют на возбужденные атомы водорода и гидроксильные группы.

Как правило, установка уже готова к работе и не требует юстировки. О необходимости выполнения настройки аппаратуры спросите у преподавателя или инженера. На рис. 3 представлена схема расположения оптических элементов в экспериментальной установке.

Строго запрещается касаться рабочей поверхности голографической решетки. Все оптические детали установки требуют бережного и аккуратного обращения.

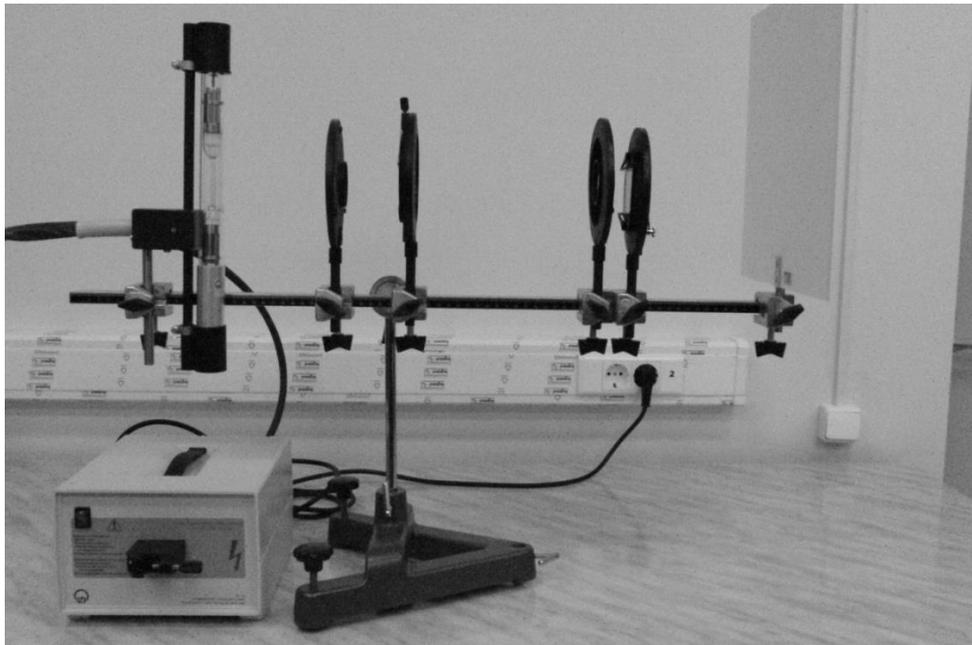


Рис. 2. Экспериментальная установка для изучения серии Бальмера в спектре водорода

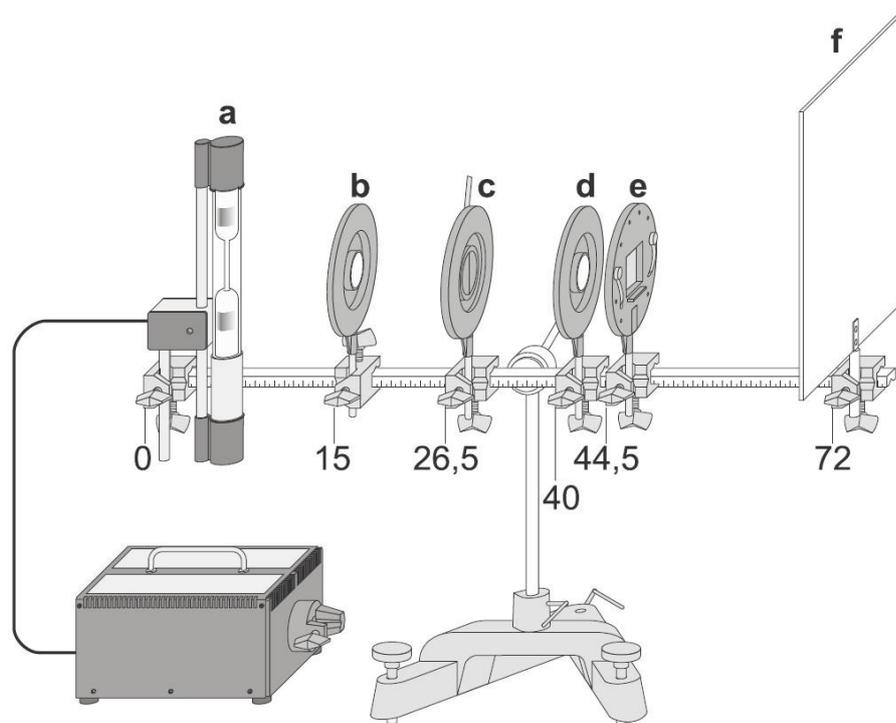


Рис. 3. Схема расположения оптических элементов в экспериментальной установке. Цифрами показаны расстояния в сантиметрах от левого края универсального зажима до соответствующего элемента установки. Обозначения: а – лампа Бальмера; b – линза осветителя с фокусным расстоянием 50 мм; c – регулируемая оптическая щель; d – камерная линза с фокусным расстоянием 100 мм; e – дифракционная решетка ($g = 600$ штр/мм); f – полупрозрачный экран

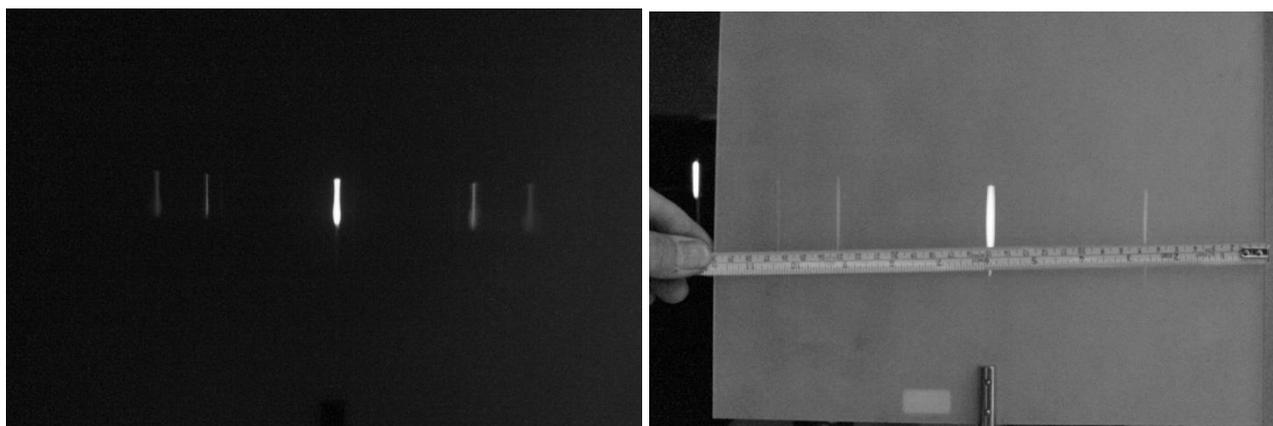
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

1. Включите блок питания лампы Бальмера в сеть.
2. Полностью затемните комнату и установку. Наблюдайте «на просвет» на полупрозрачном экране спектр атомов водорода.
3. В случае необходимости выставьте лампу Бальмера на оптической оси системы путем поворота универсального зажима и его перемещения по вертикали.
4. Установите линзу осветителя перпендикулярно оптической оси и перемещайте ее вдоль оптической скамьи до тех пор, пока не получите четкое изображение тела разряда в плоскости оптической щели.
5. Камерная линза должна отображать на полупрозрачном экране четкое изображение щели.
6. Сужайте ширину щели до тех пор, пока не будут видны на экране отдельные линии спектра.
7. Прикрепите к экрану лист бумаги и отметьте на нем положение спектральных линий, включая линию нулевого порядка спектра. Для наглядности на рис. 4 приведен общий вид части спектра излучения водорода (линии Бальмера H_α , H_β и H_γ).
8. Рассчитайте расстояние a между дифракционной решеткой и полупрозрачным экраном (рис. 5) по следующей формуле:

$$a = a_1 + a_2 + \frac{d_1}{2} + d_2,$$

учитывая, что расстояние между левыми краями зажимов решетки и экрана $a_1 = 275$ мм; расстояние от оси держателя решетки до плоскости крепления решетки $a_2 = 5$ мм; толщина дифракционной решетки $d_1 = 2,5$ мм; толщина полупрозрачного экрана $d_2 = 3$ мм.

9. Измерьте расстояние b между положением нулевого порядка и спектральными линиями (рис. 6). Занесите измерения в таблицу 1.



а)

б)

Рис. 4. Общий вид спектральных линий Бальмера H_α , H_β и H_γ :
 а) наблюдаемые линии Бальмера, б) измерение расстояния b между нулевым порядком (центральная самая яркая линия) и спектральными линиями

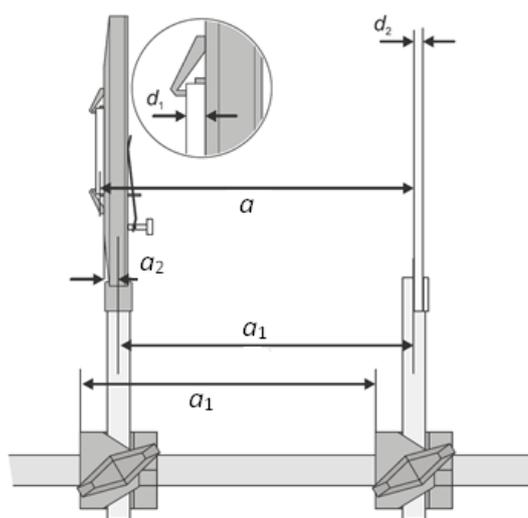


Рис. 5. Взаимное расположение дифракционной решетки и полупрозрачного экрана

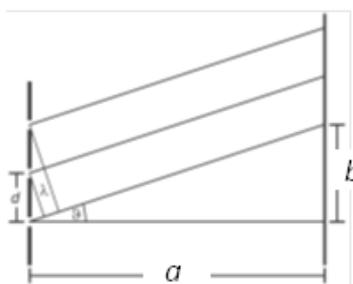


Рис. 6. Ход лучей в первом порядке дифракции

Таблица 1.

Цвет линии	b , мм	
	Левый порядок	Правый порядок

10. Как видно из рис. 6, $\sin\theta = \frac{b}{\sqrt{a^2+b^2}}$. Тогда по условию максимума дифракции в первом порядке длина волны равна

$$\lambda = d \frac{b}{\sqrt{a^2+b^2}},$$

где $d = \frac{1}{g}$ – период решетки ($g = 600$ штр/мм), а частота

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{d} \frac{\sqrt{a^2+b^2}}{b}, \quad c - \text{ скорость света.}$$

По приведенным формулам определите длину волны и частоту. Результаты занесите в таблицу 2.

Таблица 2.

Цвет	Линия	$\lambda_{\text{эксп}}$, нм	$\nu_{\text{эксп}}$, ТГц	$\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2}$	$\nu_{\text{теор}}$, ТГц
	H_α				
	H_β				
	H_γ				

11. Используя значения из таблицы 2, постройте график в координатах $\nu_{\text{эксп}}$ (ТГц) от $(\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2})$ для трех спектральных линий H_α , H_β , H_γ .

12. По наклону прямой определите значение постоянной Ридберга (см. формулу (3)). Прямую проводите методом наименьших квадратов (МНК), используя математические или графические пакеты.

13. Сравните экспериментальное значение постоянной Ридберга с табличным значением и оцените погрешность измерения.

14. Измеренные значения частот спектральных линий Бальмера сравните с рассчитанными по формуле:

$$\nu_{\text{теор}} = R_{\infty} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), m = 3, 4, 5.$$

15. Определите по полученному значению постоянной Ридберга энергию ионизации атома водорода.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое линейчатый и сплошной спектр? Какой спектр вы наблюдали в лабораторной работе?
2. Получите значение постоянной Ридберга через основные константы.
3. Определите энергию фотона, испускаемого при переходе электрона в атоме водорода с третьего энергетического уровня на основной.
4. Во сколько раз минимальная длина волны в серии Пашена спектра водорода больше максимальной длины волны в серии Бальмера?
5. Вычислите наибольшие длины волн в сериях Лаймана, Бальмера, Пашена в спектре водорода.
6. Запишите стационарное уравнение Шредингера для атома водорода. Почему наиболее подходящей системой координат для рассмотрения атома водорода является сферическая?
7. Запишите собственные значения энергии электрона в атоме водорода, определяемые решением уравнения Шредингера, и проанализируйте их. В чем отличие и сходство с результатами теории Бора?
8. Какова кратность вырождения состояния, соответствующего $n = 3$?
9. Что характеризуют квантовые числа n , l и m_l ?
10. Какие величины, характеризующие электрон в атоме водорода, квантуются? Запишите соответствующие формулы.
11. Как может изменяться главное квантовое число?
12. Какие переходы соответствуют серии Пашена?
13. Какие значения может принимать проекция орбитального момента на заданное направление?
14. Что называется энергией ионизации атома? Как ее можно вычислить в этой работе?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Матвеев А.Н. Атомная физика: Учеб. пособие для студентов вузов. 2-е изд. М.: ООО «Издательство Оникс»: ООО «Издательство «Мир и Образование», 2007. 432 с.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Учебное пособие для вузов. В 5 т. Т.V. Атомная и ядерная физика. 2-е изд., стереот. М.: Физматлит; Изд-во МФТИ, 2006. 784 с.
3. LEYBOLD DIDACTIC GMBH (www.ld-didactic.com).