

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
образования Санкт-Петербургский Горный университет

Кафедра общей и технической физики

ФИЗИКА

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ПАРОВ МЕТАЛЛА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА.

Методические указания к лабораторным работам

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2021**

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ПАРОВ МЕТАЛЛА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА. Методические указания к лабораторным работам / Санкт-Петербургский горный университет. Сост. *Т.В. Стоянова, В.В. Томаев, Ю.И. Кузьмин*. СПб, 2021. 24 с.

Методические указания к лабораторной работе «Измерение спектра паров металла. Определение постоянной Ридберга» являются частью цикла лабораторного практикума по дисциплине «Физика» и разработаны в соответствии с требованиями Федеральных Государственных образовательных стандартов (ФГОС 3).

Основная задача – овладеть профессиональными компетенциями ПК-4,6,7,9. В результате – студент должен продемонстрировать знание физических явлений и фундаментальных законов раздела атомная физика и квантовая оптика; показать владение оптической аппаратурой, методами исследования, техникой и методикой эксперимента; продемонстрировать навыки компьютерного моделирования при обработке результатов и оценке точности измерений.

Предназначены для студентов всех специальностей и направлений подготовки бакалавриата и магистратуры Горного университета.

Научный редактор *проф. А.С. Мустафаев*

РЕКОМЕНДАЦИИ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

Целью лабораторной работы является приобретение студентами практических навыков в проведении физического эксперимента по разделу квантовая оптика и атомная физика. Практикум включает в себя ознакомление с оптическими методами измерения атомных констант, обучение работе с измерительной аппаратурой, овладение оптическими методами и техникой их корректного применения.

Студенту предстоит совершенствовать свои навыки использования компьютерного моделирования при аналитической и графической обработке результатов эксперимента и написании отчетов.

При подготовке к экспериментальной части лабораторной работы студенту необходимо оформить заготовку, которая должна содержать:

1. Цель работы;
2. Схему экспериментальной установки с указанием и расшифровкой её основных элементов;
3. Основные рабочие формулы, с расшифровкой величин, входящих в формулу и их единицы измерения;
4. Таблицу для записи результатов измерений.

Титульный лист заготовки оформляется в соответствии с правилами оформления титульных листов лабораторных работ, принятыми в Горном университете.

Заполнение таблицы с результатами измерений следует проводить аккуратно, в строгом соответствии с показаниями приборов. Результаты измерений необходимо записывать непосредственно такими, какими они сняты с приборов, без какой-либо предварительной обработки. Следует обратить внимание на класс точности приборов и записать приборные погрешности. Промежуточные вычисления, если они есть, необходимо приводить в заготовке в письменном виде, от руки.

На основе данных, полученных в результате проведения лабораторной работы, оформляется отчёт. Контрольные вопросы при-

ведены на странице 23. Требования к отчёту изложены на странице 24 методических указаний.

Одним из важных этапов проверки овладения студентами профессиональных компетенций является защита отчета по лабораторной работе не только в письменной, но и в устной форме.

Работа. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ПАРОВ МЕТАЛЛА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

Цель работы:

Исследовать спектр излучения паров ртути с помощью дифракционной решётки.

Определить энергетические уровни электронов в атоме ртути, соответствующие серии Бальмера, и рассчитать постоянную Ридберга.

1. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Нильс Бор, опираясь на квантовую теорию Планка, результаты опыта Резерфорда по рассеянию альфа-частиц и дискретный характер спектров атомов, выдвинул гипотезу о том, что атомы излучают и поглощают энергию определёнными порциями – квантами. Экспериментально эта гипотеза была подтверждена в опытах Дж. Франка и Г. Герца в 1913 году.

1.2. ЯДЕРНАЯ МОДЕЛЬ СТРОЕНИЯ АТОМА

1.2.1. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМОВ

Так как размеры атомов очень малы (порядка 10^{-10} м) и их невозможно непосредственно увидеть, данные о строении и свойствах атомов можно получить только косвенным путем по их реакции на различные физические воздействия. Можно назвать три таких способа. Первый состоит в бомбардировке вещества пучками микрочастиц, например, электронов, протонов, нейтронов, альфа-частиц. Второй – в облучении вещества электромагнитным излуче-

нием разной частоты. Третий способ воздействия на атомы заключается в нагревании вещества, в результате чего возрастает как средняя кинетическая энергия теплового движения атомов, так и число столкновений атомов друг с другом, при которых кинетическая энергия поступательного движения может переходить во внутриатомную энергию. Реагируя на внешние воздействия, атомы могут изменять свойства воздействующего излучения или бомбардирующих частиц, а также могут сами испускать частицы или электромагнитные волны. Далее мы рассмотрим опыты, которые сыграли фундаментальную роль в развитии современных представлений о строении атомов и о физике микромира вообще.

1.2.2. ОПЫТЫ РЕЗЕРФОРДА ПО РАССЕЯНИЮ АЛЬФА-ЧАСТИЦ И ЯДЕРНАЯ МОДЕЛЬ АТОМА.

Классические опыты по изучению строения атома были проведены сэром Эрнестом Резерфордом в 1911 г. Резерфорд ставил опыты по исследованию рассеяния альфа-частиц тонкими листочками металлической фольги. Воздействие на атомы осуществлялось путем бомбардировки их пучком массивных частиц. Схема опыта приведена на рис. 1.

Тонкая золотая фольга Φ (толщина фольги составляла величину порядка 10^{-7} м, на ней размещалось около 400 атомов) помещалась внутри сферического экрана $\mathcal{E}$.

Через отверстие в экране на пластину перпендикулярно падал пучок быстрых альфа-частиц, испускаемых радиоактивным препаратом, содержащимся в свинцовом контейнере P . Альфа-частицы – это полностью ио-

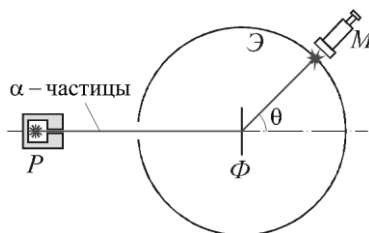


Рис. 1.

низированный атом гелия с массой, равной $4,0015$ а.е.м.¹ и зарядом, рав-

¹1 а.е.м. (атомная единица массы) – внесистемная единица массы.
1 а.е.м. = $1,67 \cdot 10^{-27}$ кг

ным $+2e$ (e – величина элементарного электрического заряда). Скорость альфа-частицы составляла величину порядка 10^7 м/с, энергия 4,05 Мэв. При малой толщине фольги столкновения альфа-частиц является практически однократным, т.е. каждая частица сталкивается только с одним атомом, изменяя при этом направление своего полёта.

Внутренние стенки экрана были покрыты люминофором – веществом, в котором возникали вспышки в месте попадания альфа-частиц. Это позволяло регистрировать альфа-частицы устройством М, рассеиваемые атомами на различные углы θ от первоначального направления. Опыты по рассеянию альфа-частиц позволили установить следующие закономерности.

1. Подавляющее большинство альфа-частиц проходит сквозь фольгу практически свободно: они не отклоняются и не теряют энергию.

2. Лишь небольшая доля частиц ($\approx 0,01$ %, то есть одна десятитысячная) поворачивала назад, то есть изменяла направление движения на угол, больше 90 градусов.

Результаты опытов Резерфорда можно объяснить, исходя из предположения о том, что весь положительный заряд и почти вся масса атома сосредоточены в небольшой области атома – ядре, размеры которого порядка 10^{-14} м. Отрицательно заряженные электроны движутся вокруг ядра в огромной (по сравнению с ядром) области, размеры которой порядка 10^{-10} м.

Это предположение лежит в основе *ядерной модели атома*, которую также называют планетарной. Число электронов в атоме равно атомному номеру элемента в периодической системе Менделеева. Кроме того, было показано, что силы, связывающие электроны с ядром, подчинены закону Кулона.

Однако ядерная модель противоречит законам классической электродинамики. На самом деле, если электрон в атоме покоится, он должен упасть на ядро под действием кулоновской силы притяжения. Если электрон вращается вокруг ядра, он должен излучать электромагнитное поле. При этом он теряет свою энергию на излучение, скорость движения уменьшается, и электрон, в конце

концов, должен упасть на ядро. Спектры излучения атомов в этом случае должны быть непрерывными, а время жизни атома не должно превышать 10^{-7} с. На самом деле атомы стабильны, а спектры излучения атомов дискретны.

1.3. СПЕКТРЫ ИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМОВ

Спектром испускания (поглощения) называется распределение по частотам интенсивности электромагнитного излучения, испускаемого (поглощаемого) телом. Таким образом, спектры испускания и поглощения являются количественными характеристиками процессов испускания и поглощения веществом электромагнитного излучения. Для получения данных о спектрах одиночных атомов обычно исследуют процессы излучения и поглощения в одноатомных, химически чистых, достаточно разреженных газах, в которых взаимодействие атомов друг с другом практически отсутствует.

Самой главной особенностью атомных спектров является их *дискретность*: распределение по частотам интенсивность испускаемого или поглощаемого излучения $I(\omega)$ представляет собой набор очень острых пиков при некоторых значениях частоты ω_i , в промежутке между которыми интенсивность практически равна 0. Пики интенсивности называются спектральными линиями, поэтому спектры атомов называются линейчатыми. Линейчатые спектры атомов имеют два основных свойства: во-первых, расположения спектральных линий различных химических элементов различно, и, во-вторых, для одного и того же элемента расположение спектральных линий для спектров испускания и поглощения одинаково. Кроме того, расположение линий в спектрах упорядочено: линии объединяются в определённые группы, называемые сериями. Самая простая закономерность наблюдается в спектре водорода – атоме, содержащего только один электрон. Экспериментальные результаты исследования спектров атомов.

В 1885 г. швейцарский учёный Иоган Бальмер экспериментально нашёл, что длину волны λ , которая соответствует линиям

водорода, расположенным в видимой части спектра, можно вычислить по эмпирической формуле:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (1)$$

где вместо n следует подставлять целые числа 3, 4, 5, 6, а B – эмпирическая константа, равная $3645,6 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 3645,6 \text{ \AA}$. В спектроскопии также часто пользуются не длинами волн, а волновым числом $\tilde{\nu}$, которое определяется так:

$$\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{\nu}{\lambda \nu} = \frac{1}{\lambda}, \quad (2)$$

то есть $\tilde{\nu}$ равно числу волн, укладываемых на длине в 1 м. Из (1) получаем:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{B} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{B} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3)$$

Обозначая величину $4/B$ через R , перепишем формулу (3) в виде:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (4)$$

– это и есть *формула Бальмера*, а величина R' называется *постоянной Ридберга* ($R' = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$).

Дальнейшие исследования показали, что в спектре водорода существует несколько других серий (рис. 2). Многие линии, расположенные в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, были обнаружены экспериментально.

В ультрафиолетовой части спектра находится *серия Лаймана*. Остальные серии лежат в инфракрасной области. Линии этих серий могут быть представлены в виде формул, аналогичных (5):

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

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

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

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

Общую формулу для всех серий, включая и серию Бальмера в видимой части спектра, можно записать в таком виде:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

или

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5)$$

где $R = c \cdot R' = 3 \cdot 10^8 \cdot 1,097 \cdot 10^7 = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – также постоянная Ридберга, где m – имеет в каждой серии постоянное значение ($m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$) и определяет серию, n – принимает целочисленные значения, начиная с $m + 1$ (определяет отдельные линии

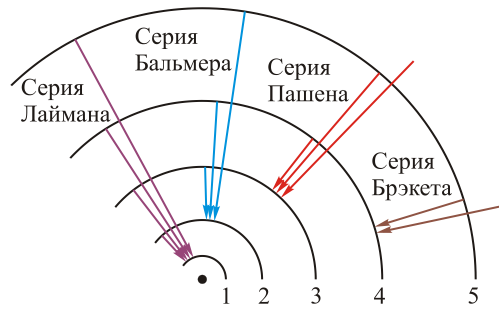


Рис. 2

этой серии). Из формулы (5) следует, что частоты различных линий спектра водорода выражаются разностью

двух членов $\frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2}$, получивших название *термов* (рис. 2). При возрастании n частота стремится $\nu \rightarrow \frac{R}{m^2}$, тогда $\frac{R}{m^2}$ называется границей серии.

Эмпирические формулы Бальмера показали, что спектральные линии находятся в определённой системе и что каждая серия имеет дискретный характер. Согласно же классической электродинамике спектры излучения должны быть непрерывными. Это противоречие убедительно подчёркивает неприменимость классической физики к внутриатомным процессам.

1.4. ПОСТУЛАТЫ БОРА И СЛЕДСТВИЯ ИЗ НИХ

Попытку устранить выше перечисленные противоречия предпринял датский физик Нильс Бор в 1913 г. Идея о квантах, высказанная Планком в применении к излучению абсолютно черного тела, была перенесена Бором на внутриатомные процессы. В основу развитой им квантовой теории строения атома Бор положил три постулата:

1. *Первый постулат Бора.* Существуют стационарные состояния атома. Этим стационарным состояниям соответствуют вполне определенные (стационарные) орбиты электронов. При движении по стационарным орбитам электроны не излучают и не поглощают электромагнитные волны.

2. *Второй постулат Бора.* При переходе электрона с внешней стационарной орбиты на внутреннюю, ближе к ядру, атом излучает квант энергии:

$$h\nu = E_n - E_m, \quad (6)$$

где E_n, E_m – энергии электрона на соответствующих орбитах.

3. *Правило квантования орбит Бора.* Момент импульса электрона, находящегося на стационарной орбите, квантуется.

$$L_n = m \cdot v \cdot r_n = n \cdot \hbar, \quad (7)$$

где n – целое число.

При $E_n > E_m$ происходит излучение кванта (переход атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией), при $E_n < E_m$ – его поглощение. Набор возможных дискретных частот $\nu = (E_n - E_m)/h$ квантовых переходов и определяет линейчатый спектр атома. Частота фотона, излучаемого при переходе из состояния n в состояние m , будет равна разности термов:

$$\nu_{nm} = T(m) - T(n) = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2}, \quad (n > m).$$

По второму постулату Бора:

$$\begin{aligned} \nu_{nm} &= \frac{E_n - E_m}{h} = \left(-\frac{E_m}{h} \right) - \left(-\frac{E_n}{h} \right), \\ T(n) &= -\frac{E_n}{h} = \frac{R}{n^2} \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь n – главное квантовое число. Если $n = 1$, то атом находится в основном или нормальном (невозбуждённом) состоянии, при $n > 1$ – в возбуждённом. Знак минус показывает, что электрон связан в атоме силой притяжения к ядру, E_n – энергия связи электрона в атоме, находящемся в состоянии n . Состояние $n = \infty$ соответствует ионизации атома – отрыву от него электрона.

Условие стационарных орбит Бор получил, исходя из постулата Планка.

Пусть электрон движется в поле атомного ядра с зарядом Ze , где Z – порядковый номер атома. При $Z = 1$ это атом водорода, при других Z – любой атом у которого удалены все электроны кроме одного. Тогда уравнение движения электрона имеет вид:

$$m_e \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} \quad (9)$$

Тогда из правила квантования орбит $m \cdot v \cdot r_n = n \cdot \hbar$, следует $v = \frac{n \cdot \hbar}{m \cdot r_n}$,
 подставим в (9) и получим:

$$\begin{aligned} m_e \frac{(n \cdot \hbar)^2}{r(r \cdot m)^2} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2}, \\ \frac{(n \cdot \hbar)^2}{r(m)} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{1}, \\ r_n &= \frac{4\pi\epsilon_0 (n \cdot \hbar)^2}{Ze^2 m_e}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (10) \end{aligned}$$

Радиус первой боровской орбиты водородного атома называется боровским радиусом и равен: $r_1 = \frac{4\pi \cdot \hbar^2}{e^2 m_e} = 0,529 \text{ \AA}$. Боровские орбиты электрона представляют собой геометрическое место точек, в которых с наибольшей вероятностью может быть обнаружен электрон.

Внутренняя энергия атома складывается из кинетической энергии электрона (ядро считается неподвижным) и энергии взаимодействия электрона с ядром:

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r},$$

но из (9) следует:

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{2r},$$

тогда:
$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{2r},$$

Подставив (10), для r_n получим разрешённые значения внутренней энергии атома ($\hbar = 2\pi\hbar$):

$$E_n = -\frac{m_e Z^2 e^4}{32\epsilon_0^2 \pi^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{m_e Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}, \quad (n=1,2,3,4,\dots)$$

При переходе атома водорода из состояния n в состояние m излучается фотон:

$$h\nu = E_n - E_m = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (11)$$

Частота излучённого света равна:

$$\nu = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

Получена обобщённая формула Бальмера. Для постоянной Ридберга получилось выражение:

$$R = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^3}. \quad (12)$$

Несомненным достоинством теории Бора было то, что он впервые обосновал *дискретность энергетического спектра* атомов, что позволило затем оценить фундаментальную роль, которую понятие энергетического спектра играет во всей физике микромира. Не имея теоретического обоснования, постулаты Бора позволили построить количественную теорию атома водорода.

Основной недостаток теории Бора – использование понятий классической механики,

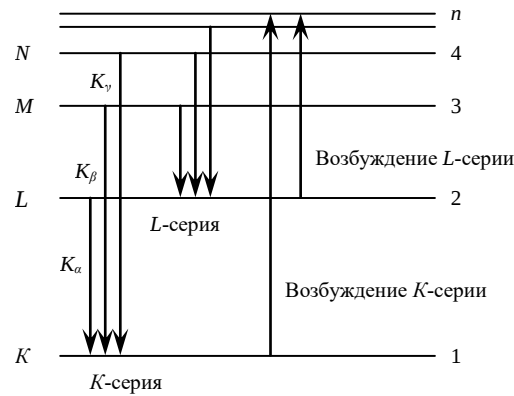


Рис. 3. Схема переходов

в частности, траектории движения, при описании движения электрона в атоме. Все попытки количественного описания многоэлектронных атомов с помощью теории Бора, даже простейшего из них – атома гелия, содержащего всего два электрона, оказались неудачными. Теория Бора явилась лишь переходным этапом на пути последовательной квантово-механической теории атома.

Схема переходов показана на рис. 3.

Опыты Франка и Герца подтвердили дискретность энергетических уровней атомов.

Рентгеновские спектры атомов. При воздействии на анод потоком электронов высокой энергии происходит вырывание электронов не только с внешних оболочек, но и с внутренних оболочек атома. Излучение, которое появляется при вырывании электронов с внутренних оболочек, называется характеристическим. Его частота зависит от природы вещества. Это излучение называется характеристическим. В 1913 году Генри Грин Джефрис Мозли установил закон, связывающий частоты линий рентгеновского спектра с атомным номером:

$$\omega = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right),$$

где Z – порядковый номер элемента в системе Менделеева, R и R' – постоянные Ридберга для частот и длин волн ($R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и $R' = 1,10 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$), n_1 – номер уровня, с которого переходит электрон, n_2 – номер уровня, на который переходит электрон. Величина σ учитывает экранировку внутренними электронами Кулоновского взаимодействия ядра и рассматриваемого электрона и называется постоянной экранирования. Обычно этот закон выражают формулой:

$$\sqrt{\omega} = C(Z - \sigma),$$

Корень квадратный из частоты является линейной функцией атомного номера Z . (C и σ – константы, имеющие своё значение для каждой спектральной линии). Закон Мозли позволяет по изме-

ренной длине волны рентгеновской линии точно установить атомный номер данного элемента.

1.6. АТОМ – КАК КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

На основе квантовой механики разработаны методы точного описания поведения электронов в атоме, которое определяет свойства атомов и веществ. Задача сводится к отысканию волновой функции для электрона в атоме, удовлетворяющей стандартным условиям: она должна быть однозначной, непрерывной, кроме того непрерывной и конечной должна быть её производная.

Для нахождения волновой функции для электрона в атоме составляют уравнение Шредингера. В общем случае решение его очень сложная математическая задача. Для простейших атомов, содержащих один электрон (это водородоподобные атомы: атом водорода, ионизированный атом гелия, дважды ионизированный атом лития и др.), решение можно получить в аналитическом виде.

2.2.1. УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА ДЛЯ ЭЛЕКТРОНА В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА.

Рассмотрим уравнение Шредингера для электрона в кулоновском поле ядра атома водорода. Водород – простейший атом, состоящий из ядра и одного электрона. Масса ядра водорода значительно (примерно в 1840 раз) превосходит массу электрона, поэтому в первом приближении ядро можно считать неподвижным и рассматривать движение электрона вокруг этого неподвижного ядра. Между ядром и электроном действует сила кулоновского притяжения. Кулоновское поле ядра, в котором движется электрон, представляет собой поле точечного заряда, т.е. является центрально-симметричным полем, в котором потенциальная энергия U зависит только от расстояния до центра поля. Поэтому при решении уравнения Шредингера оператор

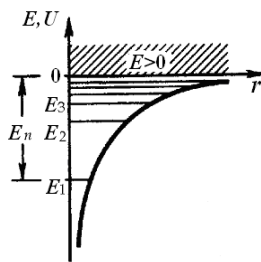


Рис. 4.

Лапласа Δ обычно записывают в сферической системе координат r , θ , φ и волновую функцию электрона Ψ получают как функцию этих координат.

Потенциальная энергия электрона в кулоновском поле ядра равна

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r},$$

где r – расстояние от электрона до ядра. Волновая функция электрона в основном состоянии является функцией только r . Уравнение Шредингера для основного состояния атома водорода имеет вид:

$$\frac{d^2\Psi}{dr^2} + \frac{2d\Psi}{rdr} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E_1 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Psi = 0. \quad (13)$$

Ищем решение (13) в виде:

$$\Psi = Ce^{-r/a_0}.$$

где a_0 имеет размерность длины; C – некоторая постоянная, определяемая из условия нормировки вероятности. Подставим функцию Ψ и продифференцируем по r . Тогда получим:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{1}{a_0^2} - \frac{2}{ra_0} \right) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = E_1.$$

Это равенство верно при выполнении двух условий:

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{1}{a_0^2} &= E_1, \\ \frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{2}{a_0} &= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}. \end{aligned} \quad (*)$$

Следовательно:

$$a_0 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{m_e e^2}.$$

Последнее выражение совпадает с первым Боровским радиусом a_0 для атома водорода. Подставим его в (*) и получим:

$$-\frac{m_e}{8} \frac{e^4}{\hbar^2 \epsilon_0^2} = E_1$$

Это значение энергии основного состояния атома водорода, соответствующее $n = 1$. Сравнивая полученный результат с формулой (11) для энергии в атоме водорода, полученной по теории Бора, увидим, что теория Бора дает такие же значения E_n , как и квантовая механика. Однако в рамках квантовой механики этот результат появляется как результат решения основного уравнения для частного случая, в то время как Бор вынужден был ввести для этого частного случая специальные предположения. Для квантового числа n , нумерующего уровни, сохранилось название *главного квантового числа*.

Уравнение Шредингера имеет решения при любых положительных значениях энергии ($E > 0$) и при дискретных отрицательных значениях энергии ($E < 0$). Для любых квантовых чисел n энергия определяется:

$$E_n = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (14)$$

Случай $E > 0$ соответствует электрону, который из бесконечности подлетает к ядру и снова удаляется от него в бесконечность. То есть, в случае $E > 0$ уравнение описывает процесс рассеивания электрона на ядре. Случай $E < 0$ соответствует электрону, связанному с ядром (рис. 4).

Формула для энергии электрона в атоме водорода (14) совпадает с формулой (11), полученной по теории Бора. Но этот результат получен в квантовой механике в результате решения основного

уравнения, в то время как Бору пришлось вводить специальные допущения.

Таким образом, дискретность энергетических уровней энергии электрона в атоме водорода является квантово-механической закономерностью.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В качестве источника излучения используются трубка с парами ртути (рис. 5), на которую для зажигания подаётся высокое напряжение от источника (2 – 3 кВ). Шкала должна быть расположена сразу за трубкой. Дифракционная решётка устанавливается параллельно шкале на одной высоте со спектральной трубкой. Расстояние между решёткой и трубкой устанавливается таким образом, чтобы наблюдаемая дифракционная картина была чёткой (примерно 15 – 20 см). Наблюдения дифракционной картины следует проводить в затемнённой комнате. Дифракционную картину можно наблюдать, если посмотреть через решётку на спектральную трубку. Дифракционная решётка, используемая в данной лабораторной работе, содержит 600 штрихов на 1 мм.

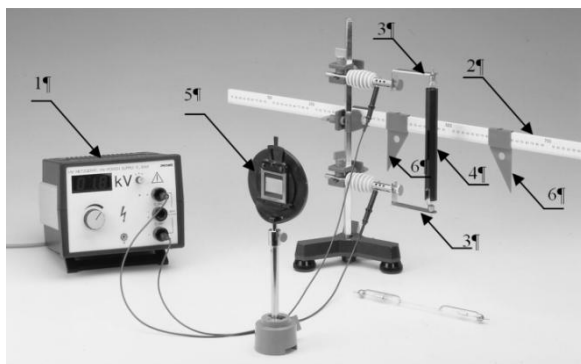


Рис. 5. Экспериментальная установка для наблюдения спектра атомов ртути, где: 1 – источник высокого напряжения; 2 – измерительная шкала; 3 – держатели для ртутной трубки; 4 – спектральная трубка с ртутью; 5 – дифракционная решётка; 6 – курсоры.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Перед включением оборудования необходимо убедиться в отсутствии посторонних предметов на расстоянии ближе 1 метра от любых частей установки: сотовых телефонов или других электронных устройств, способных излучать электромагнитные волны. До начала работы приборы должны быть выключены. Предупредить коллег о начале лабораторной работы.

В случае обнаружения неисправностей, связанных с токопроводящими проводниками, изоляцией, греющимися токонесущими частями, необходимо немедленно прекратить работу и обратиться к преподавателю или дежурному лаборанту.

1. На задней панели источник высокого напряжения 1 (рис. 5) включить кнопку питания (в присутствии лаборанта или преподавателя). Дайте прогреться источнику высокого напряжения 5 минут!!!

2. Проверьте установку дифракционной решётки: перед спектральной трубкой параллельно шкале на одной высоте с трубкой. Решётка устанавливается на расстоянии примерно 20 – 30 см от трубки.

3. Подайте высокое напряжение (2 – 3 кВ) на спектральную трубку (увеличивайте напряжение до зажигания трубки).

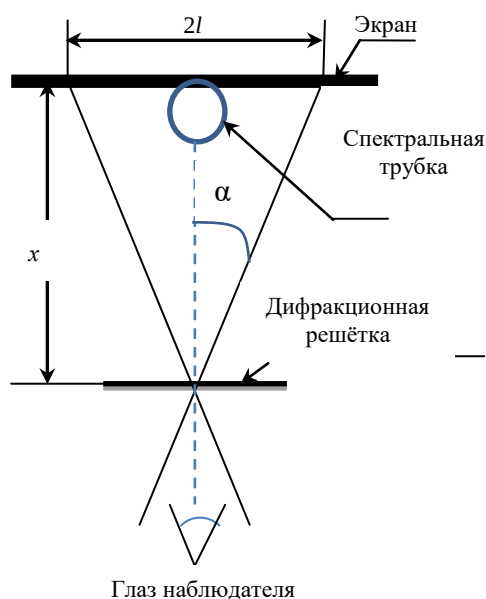


Рис. 6. Ход лучей при дифракции на дифракционной решётке.

4. Измерьте расстояние x между решёткой и экраном, и занесите данные измерения в таблицу 1.

5. Для трёх-четырёх видимых спектральных линий в первом порядке дифракционного спектра измерьте по шкале расстояние $2l$ – расстояние между одинаковыми по цвету линиями (используйте для этого курсоры). Для каждой спектральной линии провести измерения не менее трёх раз.

6. Занесите полученные экспериментальные результаты в таблицу 1.

7. Уменьшите напряжение на источнике высокого напряжения и выключите источник.

4. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для исследования серии Бальмера в данной работе в качестве спектрального прибора используется дифракционная решётка. При падении света длиной волны λ на дифракционную решётку с постоянной решётки d можно наблюдать дифракционную картину. Максимумы интерференции наблюдаются для углов дифракции α , определяемых соотношением:

$$d \sin \alpha = \pm m \lambda, \quad (m = 0, 1, 2 \dots), \quad (15)$$

где d – период дифракционной решётки, α – угол дифракции, m – порядок дифракционного максимума. На рис. 6 показан ход лучей при дифракции на дифракционной решётке. Из геометрических соотношений можно определить синус угла дифракции (

$\sin \alpha = \frac{\ell}{\sqrt{x^2 + \ell^2}}$), следовательно, формулу (15) можно переписать

следующим образом:

$$d \cdot \frac{\ell}{\sqrt{x^2 + \ell^2}} = m \lambda \quad (16)$$

где x – расстояние от решётки до экрана, l – половина расстояния между двумя дифракционными линиями одной длины волны и одного порядка дифракции.

1. Вычислите постоянную дифракционной решётки d по формуле:

$$d = 1/N.$$

2. Вычислите длины волн λ по формуле (16), наблюдаемые в спектре излучения паров ртути. При этом используйте вычисленное в предыдущем пункте значение постоянной дифракционной решётки d . Определите среднее значение λ для каждой наблюдаемой спектральной линии атомартути и оцените погрешность длины волны λ_i .

3. Запишите окончательный результат для длин волн λ в спектре излучения атома ртути в виде:

$$\lambda_1 = \bar{\lambda}_1 \pm \Delta\lambda_1, \lambda_2 = \bar{\lambda}_2 \pm \Delta\lambda_2, \text{ и т.д.}$$

Оцените погрешность определения λ_i по формуле:

$$\lambda_i = \bar{\lambda}_i \cdot \left(\frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta \ell}{\ell} + \frac{\Delta x + \Delta \ell}{\sqrt{x^2 + \ell^2}} \right).$$

Таблица 1

Линия (цвет)	x , м	$2l$, мм	λ , нм	$\bar{\lambda}$, нм	ΔE , эВ	R' , м ⁻¹

4. Вычислите постоянную Ридберга R' по формуле (4). При расчёте используйте рассчитанные значения длин волн в спектре излучения атома ртути в видимой области (см. п. 3) и данные из таблиц 2,3

Таблица 2

n	1	2	3	4	5	6	7
$E, \text{эВ}$	14,04	3,51	1,57	0,876	0,562	0,390	0,287

Таблица 3

$m-n$	3-2	4-2	5-2
$\lambda, \text{нм}$	578,0	546,1	434,8

Определите среднее значение постоянной Ридберга, оцените её погрешность по формуле:

$$\Delta R' = \bar{R}' \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

5. Запишите окончательный результат для постоянной Ридберга в виде:

$$R' = \bar{R}' \pm \Delta R'$$

6. Сравните полученный экспериментальный результат для постоянной Ридберга R' с её теоретическим значением.

7. Вычислите разность энергий атомных уровней ΔE по формуле (12), соответствующую спектральным линиям серии Бальмера. Результаты расчёта занесите в таблицу 1.

8. Используя данные таблицы 2 и рассчитанные значения ΔE , вычислите энергии атомных уровней ртути, соответствующие квантовым числам, равным 3, 4, 5. Сравните эти значения с теоретическими расчётами, выполненными по формуле:

$$E_n = -\frac{m_e Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2}, \quad (n=1,2,3,4,\dots)$$

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ И ПРОВЕРКИ ВЛАДЕНИЯ МАТЕРИАЛОМ

1. Опишите ядерную модель атома Резерфорда. Почему ядерная модель атома противоречит законам классической электродинамики?
2. Каковы современные представления о строении атома? Какие опытные данные подтверждают сложность строения атома?
3. Какое состояние атома называется основным, какое возбуждённым?
4. Что такое энергия ионизации атома?
5. Что называется энергией активации?
6. Каков механизм излучения и поглощения электромагнитных волн атомами?
7. Дайте характеристику атомных спектров.
8. Как образуются серии спектральных линий Лаймана, Бальмера, Пашена, Брэкета? В какой области электромагнитного спектра лежат спектральные линии этих серий?
9. Что называется термом?
10. Как определяется граница серии?
11. Запишите обобщённую формулу Бальмера для спектра атома водорода.
12. Какова наименьшая длина волны $\lambda_{\min}$ в серии Бальмера?
13. Какова наибольшая длина волны $\lambda_{\max}$ в серии Бальмера?
14. Сформулируйте постулаты Бора.
15. Дайте определение боровской орбиты электрона.
16. Какое излучение называется характеристическим?
17. Сформулируйте закон Мозли.
18. Запишите уравнение Шредингера для электрона в кулоновском поле ядра атома водорода.
19. В чем заключается явление дифракции света и как оно используется в данной лабораторной работе?
20. Что называют постоянной дифракционной решётки?
21. Каково условие наблюдения главных максимумов для дифракционной решётки?

ТРЕБОВАНИЯ К ОТЧЁТУ

По лабораторной работе оформляется отчёт, который должен содержать:

- 1) номер и название работы;
- 2) формулировку цели работы;
- 3) физическое обоснование цели работы и метода измерения;
- 4) рабочие формулы с расшифровкой всех буквенных обозначений;
- 5) результаты прямых измерений и вычислений;
- 6) построенный график зависимости: $E(n)$;
- 7) оценку погрешности (неопределённости) измерения.
- 8) пример расчёта по каждой расчётной формуле;
- 9) вывод (анализ результатов);
- 10) подпись студента и дату выполнения лабораторной работы

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Детлаф А.А., Курс физики. /Детлаф А.А, Яворский Б.М. М.: Высшая школа, 2009.
2. Парфенова И.И. Квантовая механика, физика твёрдого тела и элементы атомной физики. / Парфенова И.И., Егоров С.В., Мустафаев А.С. и др. Сборник задач для студентов технических специальностей, СПб.: СПбГИ (ТУ), 2010. 112 с.
3. Савельев И.В. Курс физики. Т.3, М.: Лань, 2008.
4. Трофимова Т.И. Курс физики. / М.: Высшая школа, 2001 и др. г. изд.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
Рекомендации к выполнению лабораторных работ.....	3
1. Основные теоретические положения.....	4
2. Экспериментальная установка.....	18
3. Порядок выполнения работы.....	19
4. Обработка экспериментальных данных.....	20
5. Вопросы для самоконтроля и проверки владения материалом	23
Требования к отчёту	24
Библиографический список.....	24
Содержание.....	24