

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

Кафедра общей и технической физики

ФИЗИКА

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ПАРОВ МЕТАЛЛА

Методические указания к лабораторным работам

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2024

УДК 539.2/145.+536.2.02

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ПАРОВ МЕТАЛЛА. Методические указания к лабораторным работам / Санкт-Петербургский горный университет. Сост. Т.В. Стоянова, В.В. Томаев, Ю.И. Кузьмин. СПб, 2024. 29 с.

Методические указания к лабораторной работе «Измерение спектра паров металла» 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*

© Санкт-Петербургский горный университет,
2024 г.

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 27. Требования к отчёту изложены на странице 28 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.

Цель работы:

Исследовать спектр излучения паров ртути с помощью дифракционной решётки и возможность определения постоянной 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, нейtronов, альфа-частиц. Второй – в облучении вещества электромагнитным излучением 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 внутримолекулярную энергию. Реагируя на внешние воздействия, атомы могут изменять свойства действующего 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 которой 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 полно-

стью ионизированный атом гелия с массой, равной 4,0015 а.е.м.¹ и зарядом, равным $+2e$ (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-

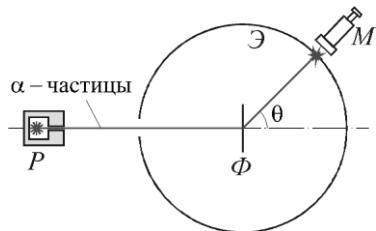


Рис. 1.

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

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 ВОДОРОДА

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, содержащем 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 $3645,6 \cdot 10^{-10}$ м = 3645,6 Å. 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, укладывающихся на длине в 1 м. Из (1) получаем

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

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

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

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

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

В ультрафиолетовой части спектра находится *серия Лаймана*

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

Остальные серии лежат в инфракрасной области. Линии этих серий могут быть представлены в виде:

- серия Пашена $v = R \cdot \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, ($n = 4, 5, 6, \dots$);
- серия Брэкета $v = R \cdot \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, ($n = 5, 6, 7, \dots$);
- серия Пфунда $v = R \cdot \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, ($n = 6, 7, 8, \dots$).

Общая формула для всех серий, включая и серию Бальмера в видимой части спектра имеет вид

$$\frac{1}{\lambda} = R' \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ или } v = R \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5)$$

где $R = c \cdot R' \approx 3 \cdot 10^8 \cdot 1,097 \cdot 10^7$ и $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – также постоянная Ридберга. 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 этой серии). Из формул (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 $\frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2}$, тогда $\frac{R}{m^2}$ называется границей серии.

Эмпирическая формула Бальмера показала, что спектральные линии находятся в определённой системе и каждая серия имеет дискретный характер.

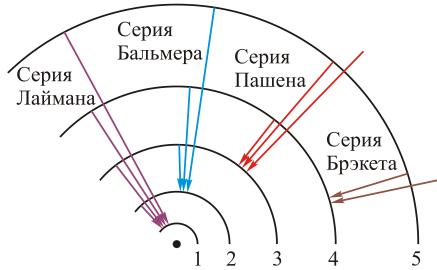


Рис. 2

В нормальном состоянии атомы не излучают. Атомы излучают, если им сообщена дополнительная энергия. Такие атомы называются возбужденными. Возбуждение атомов осуществляется в газовом разряде в результате соударения их с электронами или ионами, ускоренными в электрическом поле, а также в электрической дуге.

Изолированные атомы в виде разреженного газа или паров металла испускают спектр, состоящий из различных спектральных линий (линейчатый спектр). Спектр отражает свойства атомной структуры данного элемента: число линий, их расположение, интенсивность, характерные для каждого элемента. (Это обстоятельство лежит в основе спектрального анализа). Изучая атомный спектр, можно, с одной стороны, делать заключения о строении и свойствах атома, а с другой – если известно строение электронной оболочки, можно объяснить спектр элемента.

1.4. СПЕКТРЫ ИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ МНОГОЭЛЕКТРОННЫХ АТОМОВ

Расчет энергетического спектра многоэлектронных атомов, представляющих собой систему многих электронов в кулоновском поле ядра, является сложной задачей, так как в таком атоме каждый электрон кроме взаимодействия с ядром испытывает еще и взаимодействие с другими электронами. Решение уравнения Шредингера может быть получено лишь приближенно.

Сила взаимодействия каждого электрона с ядром больше, чем с каждым из других электронов по отдельности, так как заряд ядра во много раз больше заряда электрона. Поэтому в нулевом приближении можно рассматривать взаимодействие электронов только с ядром, пренебрегая их взаимодействием между собой. Тогда для каждого электрона будут верны результаты, полученные для одного электрона при рассмотрении атома водорода с учетом того, что заряд во всех формулах равен Z_e . При учёте взаимодействия электронов эти формулы уже не будут верны, но качественный характер наиболее существенных результатов должен

сохраниться, состояние каждого электрона в атоме по-прежнему характеризуются четырьмя квантовыми числами: главным n : орбитальным l , магнитным m_l и спиновым m_s .

Как и для атома водорода энергия каждого электрона зависит в основном от значения главного квантового числа n .

$$E_n = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (6)$$

где $n = 1; 2; 3; \dots$

Орбитальное квантовое число характеризует орбитальный момент импульса

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (7)$$

где $l = 0; 1; 2; \dots n-1$. Всего орбитальное число l принимает n значений.

Магнитное квантовое число определяет проекцию момента импульса на направление вектора напряжённости магнитного поля H

$$L_{lZ} = m_l \hbar, \quad (8)$$

где $m_l = 2; \pm 1; \pm 0; \pm \dots$; m_l принимает $(2l + 1)$ значения.

Спиновое квантовое число m_s описывает проекцию спина электрона на выделенное направление в пространстве. Проекция L_{sZ} спина на ось Z , совпадает с направлением внешнего магнитного поля, и вектор \vec{L}_s может иметь $2s+1$ различных ориентаций в магнитном поле. Для спина электрона таких ориентаций существует всего 2, поэтому $2s+1=2$, то есть $s=1/2$.

$$L_{sZ} = m_s \hbar, \quad (9)$$

где $m_s = \pm 1/2$. Собственный момент

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} . \quad (10)$$

Поскольку электрон обладает электрическим зарядом, его можно уподобить электрическому току, который можно охарактеризовать орбитальным магнитным моментом μ_l и спиновым магнитным моментом μ_s . Магнитные моменты направлены в сторону, противоположную соответствующим механическим моментам, и могут принимать лишь определенные значения.

Орбитальный магнитный момент μ_l квантуется по закону

$$\mu_l = \mu_B \sqrt{l(l+1)} , \quad (11)$$

где $\mu_B = e\hbar/2m_e = 9,274 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл – магнетон Бора.

Проекция орбитального магнитного момента на направление магнитного поля равна

$$\mu_{lZ} = m_l \mu_B . \quad (12)$$

Спиновый магнитный момент квантуется по закону

$$\mu_s = \mu_B \sqrt{s(s+1)} . \quad (13)$$

Проекция спинового магнитного момента на направление поля принимает два значения

$$\mu_{sZ} = m_s \mu_B . \quad (14)$$

С орбитальным магнитным моментом μ_l связано некоторое магнитное поле. Проекция спинового магнитного момента μ_{sZ} на направление этого поля может принимать два значения $\mu_{sZ} = \pm \mu_B$.

Энергия этих двух состояний, равная $E_{\text{общ}} = \pm m_s H l$, различна. В результате все уровни с $l > 0$ оказываются двойными (дублетными). Энергия спин-орбитального взаимодействия зависит от квантовых чисел l и m_s . Наличие этого взаимодействия приводит к дополнительному «тонкому» расщеплению электронных уровней с одинаковыми n и l , но с разной ориентацией спинового момента по отношению к орбитальному моменту.

Полный механический момент каждого электрона складывается из орбитального и спинового моментов.

В легких и средних атомах осуществляется нормальная связь электронов. В этом случае орбитальные моменты отдельных электронов, характеризуемых квантовыми числами l_1, l_2, l_3 и т.д., складываются в суммарный орбитальный момент атома L_L , а спиновые моменты отдельных электронов, описываемые квантовыми числами S_1, S_2, S_3 и т.д. – в суммарный спиновый момент атома – L_S

$$L_L = L_{L1} + L_{L2} + L_{L3} + \dots,$$

$$L_S = L_{S1} + L_{S2} + L_{S3} + \dots$$

Полный механический момент атома \vec{L}_J определяется как векторная сумма орбитального \vec{L}_L и спинового \vec{L}_S моментов атома

$$\vec{L}_J = \vec{L}_S + \vec{L}_L.$$

Сложение происходит по законам квантовой механики таким образом, что моменты L_L, L_S, L_J квантуются и описываются квантовыми числами L, S, J соответственно. При этом

$$L_L = \hbar \sqrt{L(L+1)}, \quad (15)$$

причем, $L = (l_1 + l_2), (l_1 + l_2 - 1), \dots, |l_1 - l_2|$.

$$L_S = \hbar \sqrt{S(S+1)}, \quad (16)$$

где $S = (s_1 + s_2), (s_1 + s_2 - 1), \dots, |s_1 - s_2|,$

$$L_J = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad (17)$$

где $J = (L + S), (L + S - 1), \dots, |L - S|.$

Проекции механических моментов атома на направление поля принимают значения

$$L_{Lz} = m_L \hbar, \quad (18)$$

где $m_L = 0; \pm 1; \pm \dots, L.$ m_L принимает $(2L+1)$ значение,

$$L_{Sz} = m_S \hbar, \quad (19)$$

где $m_S = 0; \pm 1; \pm \dots, S.$

$$L_{Jz} = m_J \hbar, \quad (20)$$

где $m_J = 0; \pm 1; \pm \dots, J.$ m_J принимает $(2J+1)$ значение.

Совокупность электронов во многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же квантовое число n , называют электронной оболочкой.

Как указывалось выше, электроны, принадлежащие к одной оболочке, имеют приблизительно равные значения энергии $E_n.$ Оболочки часто обозначают большими буквами латинского алфавита: K -оболочка при $n = 1$, L -оболочка при $n = 2$, M -оболочка при $n = 3$, N -оболочка при $n = 4$ и т.д.

Однако в многоэлектронном атоме следует учитывать не только взаимодействие электронов с ядром, но и их взаимодействие между собой. Электронную оболочку можно рассматривать как слой, заполненный электрическим зарядом, равным по величине сумме зарядов всех электронов данной оболочки. Внешние электроны практически не действуют на электроны внутренних

оболочек. Действие же внутренних оболочек приводит к тому, что рассматриваемый электрон движется в поле «нового» ядра $Z_{\text{эфф}} e$, где $Z_{\text{эфф}}$ – разность между порядковым номером атома и числом электронов, внутренних по отношению к данному электрону. $Z_{\text{эфф}}$ называют эффективным зарядом ($Z_{\text{эфф}} < Z$). При учёте взаимодействия электронов абсолютные значения энергии уровней оказывается меньше величин, найденных без учета этого взаимодействия. В результате энергия внешних электронов в любом атоме по порядку величины соответствует энергии электрона в атоме водорода, и при возбуждении внешних оболочек атомы испускают электромагнитное излучение, лежащее в оптической области спектра.

Вследствие эффекта экранирования потенциал электрического поля многоэлектронных атомов с увеличением расстояния уменьшается быстрее, чем для атома водорода. Это приводит к тому, что основная доля энергии взаимодействия электрона с ядром связана с той частью волновой функции ψ , которая соответствует малым расстояниям r до ядра. У электронов с $l = 0$ эта часть существенно больше, чем у электронов с $l = 1$, а у электронов с $l = 1$ больше, чем у электронов с $l = 2$ и т.д.

Наглядно это можно проиллюстрировать, воспользовавшись представлениями теории Бора, согласно которой электроны движутся по эллиптическим орбитам, причем вытянутость эллипса тем больше, чем меньше квантовое число l , описывающее состояние электрона (рис. 3).

При движении по вытянутым орбитам электроны могут ближе подходить к ядру и на некотором участке пути оказаться к ядру ближе, чем электроны внутренних по отношению к ним оболочек. В течение этого времени на них не оказывается экранирующее действие этих оболочек.

В результате в многоэлектронных атомах происходит расщепление энергетических уровней, характеризуемых квантовым числом n , на n -подуровней (подоболочек) с различными значениями орбитального квантового числа l . В сложных атомах снимается вырождение по квантовому числу l . Подуровни с $l = 0$ носят

название s -подуровней, с $l = 1 - p$ -подуровней, $l = 2 - d$ -подуровней, $L = 3 - f$ -подуровней и т.д.

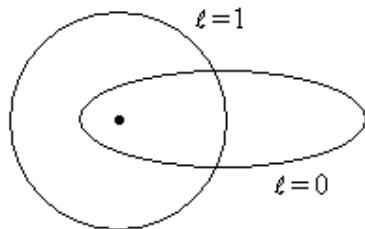


Рис. 3

По мере возрастания атомного номера элемента возрастает не только количество подуровней во внешней оболочке атома, но и разница в энергиях между ними. При этом подуровни последующей оболочки, имеющие малые значения l , могут оказаться ниже подуровней предыдущей оболочки с большим значением l .

Таким образом, энергия электрона в многоэлектронном атоме зависит от квантовых чисел n, l, m_s (n, j, s). Поэтому для указания состояния атома необходимо знать квантовые числа L, J, S .

В зависимости от величины орбитального квантового числа атома L состояния обозначаются прописными буквами: $L = 0$, s -состояние; $L = 1$ p -состояние; $L = 2$, d -состояние и т.д.

Справа внизу у этого символа указывается значение квантового числа J для атома, а сверху – мультиплетность состояния, т.е. число, равное $2S+1$.

Символическая запись данного состояния атома выглядит так $^{2S+1}L_J$.

В химических и оптических свойствах атомов наблюдается периодическая зависимость от порядкового номера элемента Z . Эта периодичность может быть объяснена, если наряду с перечисленными выше закономерностями для описания поведения электронов во многоэлектронных атомах привлечь **принцип Паули**.

Согласно этому принципу *в атоме не может находиться двух или более электронов, у которых значения всех четырех квантовых чисел n , l , m_l , m_s одинаковы*. Принцип Паули ограничивает число электронов, которые могут находиться на данной электронной оболочке или подоболочке.

Очевидно, если задано квантовое число l , то согласно принципу Паули электроны в данном состоянии должны отличаться квантовыми числами m_l и m_s , причем m_l принимает всего $2l+1$ значений, для каждого из которых возможно по два различных значения спинового квантового числа $m_s = \pm 1/2$.

Таким образом, в данном энергетическом подслое число различных возможных состояний (комбинаций чисел m_l и m_s) равно $2(2l+1)$.

При заданном квантовом числе n изменяться могут числа m_l , m_s , l , поэтому число возможных состояний окажется равным

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

В электронной оболочке не может одновременно находиться более чем $2n^2$ электронов, а в подоболочке – $2(2l+1)$ электронов.

Чтобы задать структуру сложного атома, следует перечислить состояния всех его электронов. В данной работе изучается атомный спектр ртути. Ртуть занимает в периодической таблице 80 место. Распределение электронов в атоме ртути по оболочкам и подоболочкам приведено в таблице 1., распределение электронов по энергетическим уровням представлено в таблице 2.

Для заполненных оболочек полный орбитальный и спиновый моменты атома равны нулю, а, следовательно, равен нулю и полный момент атома L_J . В связи с этим при определении момента любого атома полностью заполненные оболочки можно не принимать во внимание.

Таблица 1

Распределение электронов по оболочкам и подоболочкам

Слой	<i>n</i>	<i>l</i>	<i>m_l</i>	<i>m_s</i>	Оболочка	Слой	<i>n</i>	<i>l</i>	<i>m_l</i>	<i>m_s</i>	Оболочка
<i>K</i>	1	0	0	↓↑	<i>K</i> (1 <i>S</i>)	<i>N</i>	4	0	0	↓↑	<i>N</i> ₁ (4 <i>S</i>)
<i>L</i>	2	0	0	↓↑	<i>L</i> ₁ (2 <i>S</i>)			1	-1	↓↑	<i>N</i> ₂ (4 <i>p</i>)
		1	-1	↓↑	<i>L</i> ₂ (2 <i>p</i>)			0	0	↓↑	
			0	↓↑				+1	↓↑		
			+1	↓↑							
<i>M</i>	3	0	0	↓↑	<i>M</i> ₁ (3 <i>S</i>)			2	-2	↓↑	<i>N</i> ₃ (4 <i>d</i>)
								-1	↓↑		
		1	-1	↓↑	<i>M</i> ₂ (3 <i>p</i>)			0	↓↑		
			0	↓↑				+1	↓↑		
			+1	↓↑				+2	↓↑		
		2	-2	↓↑	<i>M</i> ₃ (3 <i>d</i>)			3	-3	↓↑	<i>N</i> ₄ (4 <i>f</i>)
			-1	↓↑				-2	↓↑		
			0	↓↑				-1	↓↑		
			+1	↓↑				0	↓↑		
			+2	↓↑				+1	↓↑		

Таблица 2

Распределение электронов по энергетическим уровням в атоме ртути

<i>n</i>	1	2	3	4	5	6
Обозначение уровня	K	L	M	N	P	O
Число электронов на уровне	2	8	18	32	18	2

Схема электронной оболочки атома ртути

$$1s^2 2s^2 2p^6 4s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^4 5s^2 5p^6 5d^{10} 6s^2,$$

т.е. вследствие взаимодействия электронов энергетически более выгодным оказывается состояние $6s$, а не состояния $5f$, $5g$ и т.д., характеризуемые меньшими значениями квантового числа n , но более высокими значениями l ($l = 2; 3; 4$). Подоболочки $5f$, $5g$ в нормальном состоянии у ртути не заполнены.

В результате *во внешнем электронном слое в состоянии $6s$ у ртути находятся два электрона, которые называются оптическими*. Эти электроны ответственны за физические и химические свойства ртути. В результате квантовых переходов этих электронов возникает оптический спектр ртути. Спектры атомов с двумя внешними s -электронами в нормальном состоянии являются простейшим типом сложных спектров. Эти два внешних электрона могут возбуждаться. Если возбуждается один электрон, возникают спектры, характерные для рассматриваемой группы атомов. Если возбуждаются оба $6s$ -электрона, что требует значительно большей энергии, то происходит смещение уровней и сильное усложнение спектра. При возбуждении одного из $6s$ -электронов получаются различные двухэлектронные конфигурации, при которых возбужденный электрон может попасть в состояние ns , np , nf и т.д., где $n > 6$.

Невозбужденный электрон находится в состоянии 6 , т.е. двухэлектронная конфигурация для внешних электронов имеет вид: $6nns$, $6snpr$, $6snd$, $6snf$ и т.д.

В атоме ртути структура термов сложнее, чем у атома водорода. В этом случае снимается вырождение по квантовому числу l (энергетический уровень, характеризуемый квантовым числом n , расщепляется на n подуровней, характеризуемых квантовыми числами l). Для определения полного момента импульса атома ртути L_J необходимо учесть взаимодействие четырех моментов – двух орбитальных и двух спиновых, характеризующих два внешних электрона на заполненной $6s$ оболочке.

Если орбитальные квантовые числа этих электронов l_1 и l_2 , а спиновые s_1 и s_2 , орбитальное квантовое число атома $L = l_1 + l_2$; $|l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|, \dots, |l_1 - l_2|$, спиновое квантовое число атома ртути: $S = s_1 + s_2$; $|s_1 + s_2 - 1, \dots, |s_1 - s_2|, \dots, |s_1 - s_2|$. Поскольку, $s_1 = s_2 = 1/2$, то S принимает два значения $S = 1/2 + 1/2 = 1$ и $S = 1/2 - 1/2 = 0$. Полный момент атома L_J характеризуется квантовым числом J , определяемым из равенства

$$J = (L + S), (L + S - 1), \dots, |L - S| \quad (21)$$

Таким образом, для атома ртути существует система одиночных (синглентных) термов энергетических состояний с $S = 0$, $J = L$ и система тройных (триплетных) термов с $S = 1$ и $J = L + 1, L, L - 1$. К числу синглентных термов относятся термы

1S_0 ($L = 0, S = 0, J = 0$); $^3P_{2,1,1}$ ($L = 1, S = 1, J = 2, 1, 0$); 1D_2 ($L = 2, S = 0, J = 2$); 1F_3 ($L = 3, S = 0, J = 3$).

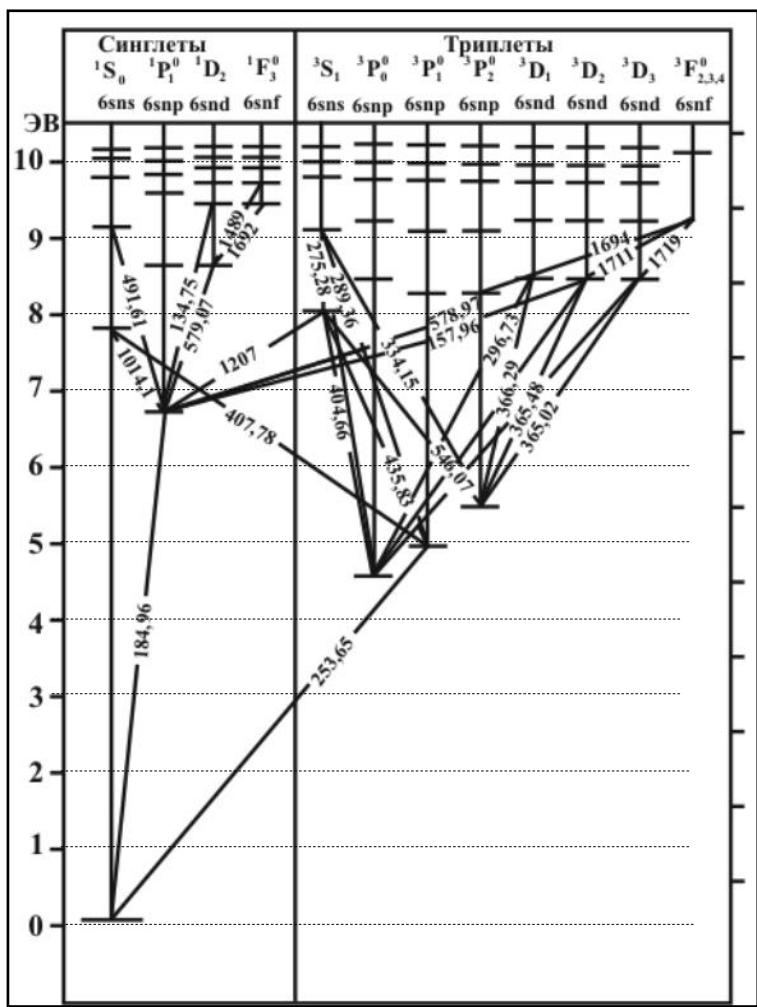
К числу триплетов относятся термы

3S_1 ($L = 0, S = 1, J = 1$); 1P_1 ($L = 1, S = 0, J = 1$); $^3D_{3,2,1}$ ($L = 2, S = 0, J = 2$); и т.д.

Для больших атомных номеров мультиплетное расщепление уровней из-за спина электрона имеет большие значения.

Например, для терма $6^3P_{0,1,2}$ это расщепление порядка нескольких эВ, тогда как для атома водорода дублетное расщепление терма $2^2P_{1/2, 3/2}$ всего порядка $4,54 \cdot 10^{-5}$ эВ.

Анализ спектров излучения и поглощения ртути в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях длин волн позволил составить схему возможных термов и переходов приведенную на рис. 4. К настоящему времени в спектре ртути известно 658 линий в области $(744 - 64918) \cdot 10^{-10}$ м.



пользуясь атомной символикой, соответствующий переход. Например

$$6^3P_2 - 7^3S_1 \rightarrow \lambda = 546,07 \text{ нм}$$

$$6^3P_1 - 7^3S_1 \rightarrow \lambda = 435,83 \text{ нм}$$

$$6^3P_0 - 7^3S_1 \rightarrow \lambda = 404,65 \text{ нм}$$

К настоящему времени в спектре ртути известно 658 линий в области $(744 - 64918) \cdot 10^{-10} \text{ м}$. Они располагаются в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях.

На рис. 5 представлена схема спектральных линий атома ртути в видимой части спектра, доступных визуальному наблюдению.

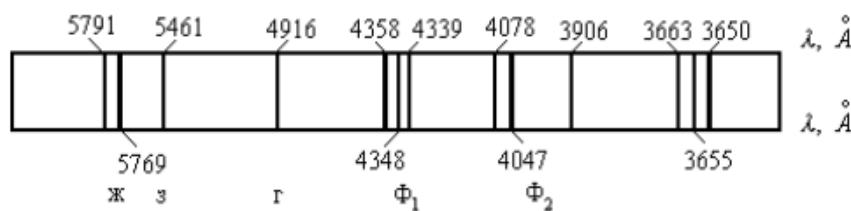


Рис.5. Спектр ртути

Из рисунка 5 следует, что наиболее яркие наблюдаемые спектральные линии в видимом диапазоне это жёлтая и фиолетовая.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В качестве источника излучения используются трубка с парами ртути (рис. 6), 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 – 25 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.

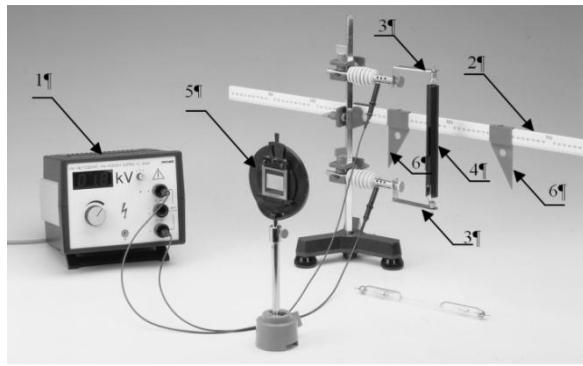


Рис. 6. Экспериментальная установка для наблюдения спектра атомов ртути, где: 1 – источник высокого напряжения; 2 – измерительная шкала; 3 – держатели для ртутной трубы; 4 – спектральная трубка с ртутью; 5 – дифракционная решётка; 6 – курсоры.

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 токо проводящими проводниками, изоляцией, греющимися токонесущими частями, необходимо немедленно прекратить работу и обратиться к преподавателю или дежурному лаборанту.

1. На задней панели источника высокого напряжения 1 (рис. 6) 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 и на одной высоте с трубкой. Решётка устанавливается на расстоянии примерно 20 – 30 см от трубы.

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

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

5. Для трёх 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 3.

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

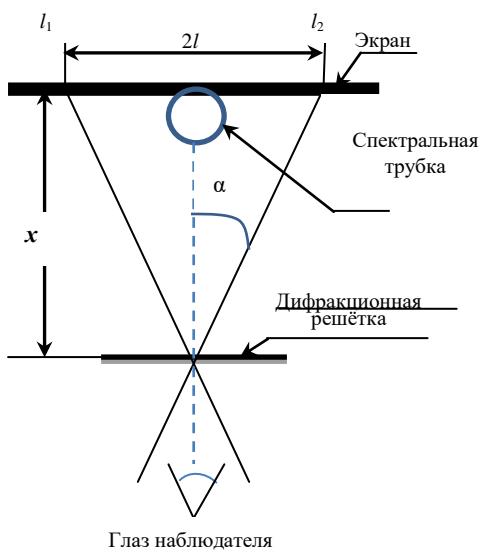


Рис. 7. Ход лучей при дифракции на дифракционной решётке

4. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для исследования спектра ртути 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

$$ds\sin\alpha = \pm m\lambda, (m = 0, 1, 2\dots), \quad (22)$$

где d – период дифракционной решётки, α – угол дифракции, m – порядок дифракционного максимума. На рис. 7 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 (22) можно переписать следующим образом

$$d \cdot \frac{\ell}{\sqrt{x^2 + \ell^2}} = k\lambda, \quad (23)$$

где x – расстояние от решётки до экрана, l – половина расстояния между двумя дифракционными линиями одной длины волны и одного порядка дифракции ($k = 1$).

$$\ell = \frac{\ell_1 - \ell_2}{2} \quad (24)$$

1. Вычислите постоянную дифракционной решётки d по формуле

$$d = 1/N,$$

где N – число штрихов на миллиметр.

2. Вычислите длины волн λ по формуле (23), наблюдаемые в спектре излучения паров ртути. При этом используйте вычисленное

в предыдущем пункте значение постоянной дифракционной решётки d . и значения ℓ , рассчитанные по формуле (24).

3. Определите среднее значение λ для каждой наблюдаемой спектральной линии атома ртути и оцените погрешность длины волны λ_i по формуле (25).

$$\Delta\lambda_i = \bar{\lambda}_i \cdot \left(\frac{\Delta\ell}{\ell} + \frac{x\Delta x + \ell\Delta\ell}{x^2 + \ell^2} \right). \quad (25)$$

Запишите окончательный результат для трёх длин волн в спектре излучения атома ртути в виде $\lambda = \bar{\lambda} \pm \Delta\lambda$

Сравните полученный результат со справочными значениями длин волн, указанными на рисунке 5.

Таблица 3

4. С помощью (рис. 4) определите, каким переходам соответствует наблюдаемые вами линии ртути и запишите, пользуясь атомной символикой, соответствующие им переходы. Заполните таблицу 4

Таблица 4

№	n	m	$\bar{\lambda}, \text{ нм}$	переход
1				
2	6	7		
3				

5. ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ И ПРОВЕРКИ ВЛАДЕНИЯ МАТЕРИАЛОМ

1. Каковы современные представления о строении атома? Какие опытные данные подтверждают сложность строения атома?
2. Какое состояние атома называется основным, какое возбуждённым?
3. Что такая энергия ионизации атома?
4. Что называется энергией активации?
5. Каков механизм излучения и поглощения электромагнитных волн атомами?
6. Дайте характеристику атомных спектров.
7. Как образуются серии спектральных линий Лаймана, Бальмера, Пащена, Брэкета? В какой области электромагнитного спектра лежат спектральные линии этих серий?
8. Запишите обобщённую формулу Бальмера для спектра водородоподобного атома.
9. Чем отличаются спектры атома водорода и многоэлектронного атома ртути?
10. К чему приводит спинорбитальное взаимодействие электронов в атоме ртути?
11. Назовите квантовые числа многоэлектронного атома?
12. Что такое эффективный заряд ядра $Z_{\text{эфф}}$?
13. В чем заключается явление дифракции света и как оно используется в данной лабораторной работе?
14. Что называют постоянной дифракционной решётки?

15. Каково условие наблюдения главных максимумов для дифракционной решётки?

16. Какие значения может принимать проекция спинового магнитного момента на направление внешнего поля?

17. Что называют электронной оболочкой?

18. Сколько «оптических» электронов содержится в атоме ртути, и на каком энергетическом уровне они находятся?

19. На какой энергетический уровень переходят электроны в атоме ртути, при испускании электромагнитного излучения, лежащего в видимой области спектра.

20. Какое количество спектральных линий, испускаемое атомом ртути, обнаружено в настоящее время?

ТРЕБОВАНИЯ К ОТЧЁТУ

По лабораторной работе оформляется отчёт, который должен содержать:

- 1) номер и название работы;
- 2) подпись студента и дату выполнения лабораторной работы формулировку цели работы;
- 3) физическое обоснование цели работы и метода измерения;
- 4) рабочие формулы с расшифровкой всех буквенных обозначений;
- 5) результаты 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).

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.: СПГГИ (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.....	23
3. Порядок выполнения работы.....	24
4. Обработка экспериментальных данных.....	25
5. Вопросы и задания для самоконтроля и проверки владения материалом	27
Требования к отчёту	28
Библиографический список.....	28
Содержание.....	29