

Г. И. Попко  
М. И. Хомич  
Т. А. Железнякова

**АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ  
ФИЗИКА.  
ЛАБОРАТОРНЫЙ  
ПРАКТИКУМ**

*Рекомендовано  
Учебно-методическим объединением  
по естественно-научному образованию в качестве  
учебно-методического пособия для студентов  
учреждений высшего образования, обучающихся  
по специальностям 1-31 04 02 «Радиофизика»,  
1-31 04 03 «Физическая электроника»,  
1-31 04 04 «Аэрокосмические и информационные  
системы и технологии»*

УДК 539.1(075.8)(076.5)

ББК 22.383я73-1

П57

**Рецензенты:**

кафедра технической физики Белорусского национального  
технического университета (заведующий кафедрой  
кандидат физико-математических наук, доцент *И. А. Хорунжий*);  
доктор физико-математических наук, профессор *В. В. Тихомиров*

**Попко, Г. И.**

П57 Атомная и ядерная физика. Лабораторный практикум : учеб.-  
метод. пособие / Г. И. Попко, М. И. Хомич, Т. А. Железнякова. –  
Минск : БГУ, 2020. – 99 с. : ил.

ISBN 978-985-566-876-4.

Рассмотрены основные этапы развития атомистических представлений, методы регистрации и изучения свойств некоторых элементарных частиц, корпускулярно-волновой дуализм микрообъектов, основные закономерности оптических и рентгеновских спектров многоэлектронных атомов и другие вопросы.

УДК 539.1(075.8)(076.5)

ББК 22.383я73-1

ISBN 978-985-566-876-4

© Попко Г. И., Хомич М. И.,  
Железнякова Т. А., 2020  
© БГУ, 2020

## ВВЕДЕНИЕ

Лабораторные занятия дают студентам возможность провести физические опыты и ознакомиться с методами измерений физических величин. В учебно-методическом пособии приведены достаточно подробные теоретические сведения по каждому рассматриваемому вопросу и методу измерений, чтобы студенты могли получить ясное представление о сущности изучаемых явлений и областях применения методов. Лабораторные работы выполняются обучающимися не фронтально, а индивидуально, причем часто не по порядку и вне зависимости от того, пройден материал на лекциях и практических занятиях или нет. Именно поэтому при изложении теории в разных лабораторных работах имеют место повторения.

При изучении атомной и ядерной физики студенты знакомятся с квантовыми явлениями, которые не имеют аналога в классической физике и сложны для восприятия. По этой причине в методических указаниях к лабораторным работам подробно излагаются также сведения об историческом развитии квантовых представлений, о боровской и строго квантово-механической теории, включая теорию многоэлектронных атомов.

Лучшему усвоению материала способствуют приложения: периодическая система элементов Д. И. Менделеева; краткие сведения об ученых, внесших значительный вклад в развитие атомной физики; таблицы, где приведены соотношения между различными единицами измерения энергии, десятичные приставки к названиям единиц и некоторые фундаментальные физические константы.

# Лабораторная работа 1

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

**Цель работы:** изучить движение электрона в электрическом и магнитном полях и определить удельный заряд электрона.

### Метод магнетрона

*Электрон* – первая из открытых элементарных частиц, носитель отрицательного элементарного заряда ( $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл). Электрон – самая легкая из всех заряженных частиц. Его масса ( $m_e \approx 0,91 \cdot 10^{-30}$  кг) в 1836 раз меньше массы протона ( $m_p \approx 1,67 \cdot 10^{-27}$  кг). В пределах точности эксперимента электрон – стабильная частица. Его время жизни более  $2 \cdot 10^{22}$  лет.

Электрон был открыт в 1897 г. английским физиком Дж. Дж. Томсоном (прил. 2). Он показал, что так называемые катодные лучи, возникающие при электрическом разряде в разреженных газах, представляют собой поток отрицательно заряженных частиц, обладающих определенными массой и электрическим зарядом.

Для экспериментального определения параметров электронов исследовалось их поведение в электрическом и магнитном полях. На частицу с произвольным электрическим зарядом  $q$ , движущуюся со скоростью  $\vec{v}$  в электрическом и магнитном полях, действует сила

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}],$$

где  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля;  $\vec{B}$  – индукция магнитного поля.

Под действием этой силы частица с массой  $m$  движется с ускорением

$$\vec{w} = \frac{q}{m}[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})].$$

Уже один вид этого наиболее общего уравнения движения заряженной частицы в полях позволяет сделать очень важный вывод:

траектория и характер движения заряженной частицы зависят не от ее заряда или массы в отдельности, а от отношения  $q/m$ , которое называется удельным зарядом частицы.

Исследуя траектории и измеряя скорости частиц, движущихся в электрических и магнитных полях, можно определить величину и знак удельного заряда рассматриваемых частиц. На этой простой идее основываются многочисленные методы экспериментального определения удельного заряда электрона, в частности *метод магнетрона*<sup>1</sup>.

Суть метода магнетрона для определения удельного заряда электрона заключается в следующем. Двухэлектродная электронная лампа с *цилиндрическими соосными* катодом К и анодом А помещается в магнитное поле. Магнитное поле создают, например, с помощью соленоида С. Напомним здесь, что катод – это отрицательно заряженный электрод, анод (или антикатод) – положительно заряженный электрод, соленоид – это катушка индуктивности, длина которой, как правило, гораздо больше ее диаметра. При протекании тока по обмотке соленоида внутри него создается однородное магнитное поле, направленное вдоль оси соленоида, как показано на рис. 1.1, а. Ось электронной

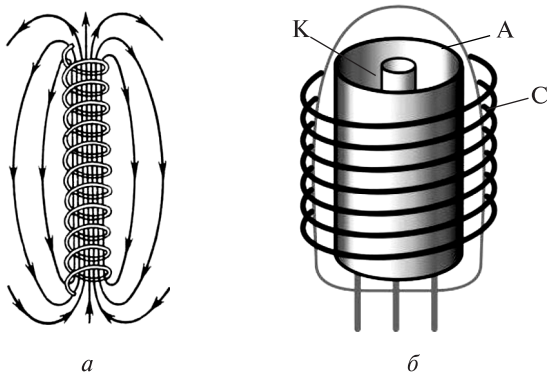


Рис. 1.1

<sup>1</sup>Магнетрон вначале представлял из себя прибор, где внутри магнита помещен электровакуумный диод с цилиндрическим анодом вокруг стержневого катода так, что постоянное магнитное поле перпендикулярно постоянному электрическому полю. Со временем строение этого прибора сильно усложнилось, и сейчас магнетроны как источники СВЧ-колебаний в основном используются в радиолокационной технике и в микроволновых печах.

лампы должна совпадать с осью соленоида, как схематично показано на рис. 1.1, б. При этом соленоид должен быть заметно длиннее электронной лампы, чтобы можно было пренебречь искривлением линий магнитного поля в области между катодом и анодом. Тогда можно считать, что направление электрического поля в рассматриваемой области будет перпендикулярно направлению магнитного поля.

Между катодом и анодом создается разность потенциалов, и под действием сил со стороны электрического поля электроны, эмитируемые *подогреваемым* катодом, двигаются к аноду. Если ток через соленоид не протекает, то магнитное поле отсутствует (магнитным полем Земли пренебрегаем), поэтому электроны движутся от катода к аноду по прямой. Если электрический ток через соленоид отличен от нуля, то на электроны действует и магнитное поле. Так как направление магнитного поля и направление движения электрона взаимно перпендикулярны, то электрон под действием магнитного поля опишет траекторию, близкую к дуге окружности. Точный расчет траектории, описываемой электроном, довольно сложен, потому что в данном случае электрон движется в неоднородном радиальном электрическом поле, создаваемом цилиндрическими электродами, и напряженность  $E$  поля в некоторой области между электродами обратно пропорциональна расстоянию  $\rho$  от оси катода до рассматриваемой точки ( $E \sim 1/\rho$ ).

В случае если радиус нити-катода заметно меньше радиуса анода, напряженность электрического поля будет значительной лишь в непосредственной близости катода, и поэтому траектория электрона в других областях пространства будет практически полностью определяться магнитным полем.

Электрон обладает зарядом  $q = -e$ . Сила Лоренца, которая в этом случае является причиной возникновения центростремительного ускорения, определяется так:

$$\vec{F} = -e [\vec{v} \times \vec{B}],$$

учитывая, что  $\vec{v} \perp \vec{B}$ , получаем

$$m \frac{v^2}{r} = evB, \quad (1.1)$$

где  $r$  – радиус кривизны траектории электрона.

С другой стороны, на основании закона сохранения энергии можно записать соотношение, связывающее скорость электрона с разностью потенциалов  $U_A$  между анодом и катодом. Для простоты будем

считать, что начальная скорость электронов, эмитируемых катодом, равна нулю. Тогда

$$\frac{mv^2}{2} = eU_A. \quad (1.2)$$

Решим систему уравнений (1.1) и (1.2) относительно  $r$ . Для этого выразим из (1.1) скорость электрона:

$$v = \frac{erB}{m},$$

подставим полученное значение в (1.2) и выразим радиус траектории электрона:

$$r^2 = \frac{2mU_A}{eB^2} \quad (1.3)$$

или

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mU_A}{e}}. \quad (1.3')$$

Из уравнения (1.3') видно, что при постоянном  $U_A$  радиус  $r$  обратно пропорционален  $B$ . На рис. 1.2 представлено сечение электродной лампы, перпендикулярное ее оси, где А — анод; К — катод;  $b$  — радиус анода. Траектории электронов представлены для различных величин магнитной индукции. Линии магнитного поля перпендикулярны плоскости рисунка, и вектор  $\vec{B}$  направлен на нас. В таких условиях траектория электрона, как и любой другой отрицательно заряженной частицы, будет закручиваться против часовой стрелки (обратите внимание на знак «-» в выражении для силы Лоренца, действующей на электрон).

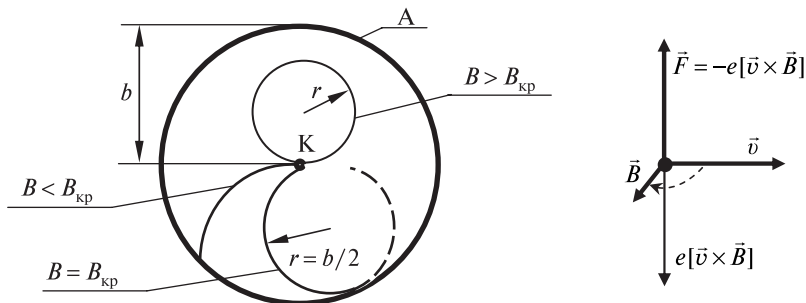


Рис. 1.2

При значениях  $B$ , меньших некоторого критического  $B_{\text{кр}}$ , радиус кривизны траекторий достаточно велик и электроны будут достигать анода. Однако, увеличивая индукцию магнитного поля, можно найти такое значение  $B = B_{\text{кр}}$ , при достижении и превышении которого радиус кривизны траекторий электронов станет очень малым, и электроны перестанут поступать на анод и, следовательно, анодный ток обратится в нуль.

В критическом режиме ( $B = B_{\text{кр}}$ ) радиус кривизны

$$r = \frac{b}{2},$$

где  $b$  – радиус анода, и уравнение (1.3) примет вид

$$b^2 = \frac{8mU_A}{eB_{\text{кр}}^2},$$

откуда можно выразить удельный заряд электрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_A}{b^2 B_{\text{кр}}^2}. \quad (1.4)$$

Как уже упоминалось выше, длина используемого соленоида значительно больше длины анода, чтобы магнитное поле внутри диода можно было считать однородным. В таком случае расчет магнитного поля можно проводить по формуле

$$B = \mu_0 n I_C,$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$  Гн/м;  $n$  – число витков проволоки на единицу длины соленоида;  $I_C$  – ток через соленоид.

Тогда для критического режима

$$B_{\text{кр}} = \mu_0 n I_{\text{C.кр}}. \quad (1.5)$$

Если бы все электроны обладали одинаковыми скоростями, то при достижении критического магнитного поля анодный ток через лампу прекращался бы сразу (рис. 1.3, а). Но поскольку электроны, эмитируемые нагреваемым катодом, характеризуются некоторым распределением по скоростям, то экспериментальная кривая зависимости анодного тока от индукции магнитного поля (так называемая *сбросовая характеристика*) выглядит несколько иначе (рис. 1.3, б). Отклонение сбросовой характеристики от идеальной связано также с некоторой асимметрией электродов, нарушением соосности катода и анода, отклонением их формы от цилиндрической, с тем, что не все электроны движутся перпендикулярно катоду, и с другими подобными фактами.



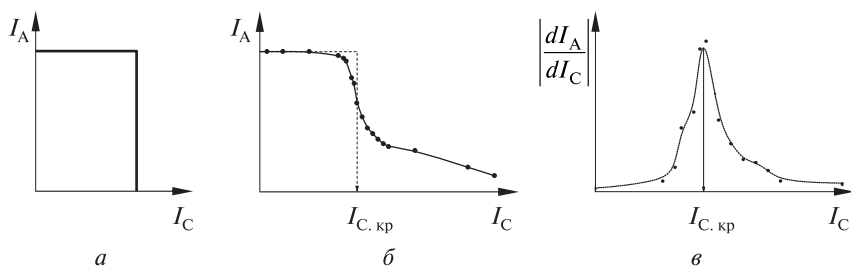


Рис. 1.3

На «неидеальной» сбросовой характеристике критическому значению тока можно поставить в соответствие ее самый резкий спад. Определить  $I_C$ , где наблюдается самый резкий спад, можно «на глаз» или путем построения графика зависимости модуля производной  $dI_A / dI_C$ , как показано на рис. 1.3, в, с последующим определением положения максимума этой функции.

По поведению в скрещенных электрическом и магнитном полях определяются также массы атомов и молекул, точнее их ионов. Соответствующие приборы называются масс-спектрографами. Масс-спектрографы нашли широкое применение в различных областях физики, химии, техники. Они используются для определения содержания примесей в газах, для анализа состава и процентного содержания различных смесей углеводородов, трудно различимых обычными химическими способами.

Масс-спектрографический метод часто применяют для определения изотопного состава исследуемого вещества. В частности, он был применен при исследовании лунного грунта, результаты позволили сделать вывод о единстве происхождения земного и лунного вещества.

## Описание установки

Одним из основных элементов лабораторной установки является электровакуумный диод 1Ц7С, внешний вид и структура которого представлены на рис. 1.4. Лампы, подобные 1Ц7С, ранее широко применялись в схемах ламповых телевизоров. В настоящее время высоковольтные мощные электровакуумные диоды применяются в научных приборах, мощных радиопередатчиках, рентгеновских установках.

Схема лабораторной установки для определения удельного заряда электрона представлена на рис. 1.5.

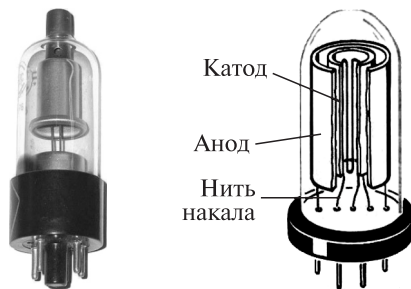


Рис. 1.4

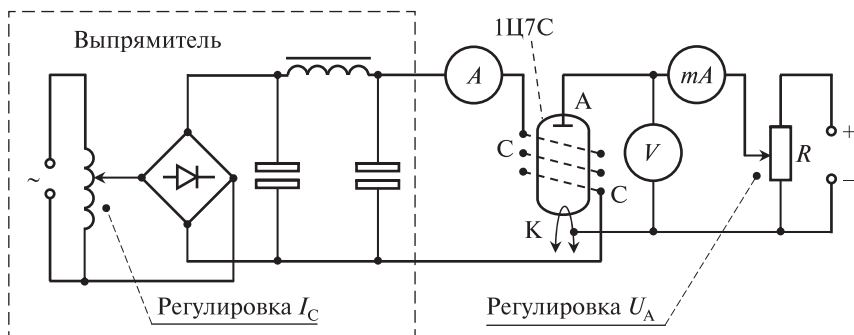


Рис. 1.5

Электровакuumный диод 1Ц7С помещен внутрь соленоида так, что их оси совпадают. Напряжение  $U_A$  на аноде диода устанавливается потенциометром и измеряется вольтметром. Для питания соленоида С используется регулируемый выпрямитель. Ток через соленоид  $I_C$  измеряется амперметром, анодный ток  $I_A$  регистрируется миллиамперметром.

## Порядок выполнения работы

1. Включите установку в сеть, дайте ей прогреться 10 мин.
2. Ручкой «Регулировка  $U_A$ » установите указанное преподавателем значение анодного напряжения (в диапазоне 60–100 В).
3. Изменяя ток соленоида  $I_C$  в пределах 0–0,5 А путем изменения напряжения на соленоиде, снимите зависимость анодного тока  $I_A$  от тока соленоида  $I_C$ . Особенно тщательно проводите измерения в диапазоне, где анодный ток меняется сильнее всего.

4. Постройте сбросовую характеристику  $I_A(I_C)$ .
5. Определите критическое значение тока соленоида  $I_{C, \text{кр}}$  и по формуле (1.5) найдите  $B_{\text{кр}}$ . Число витков  $n$  на единицу длины соленоида указано на установке.
6. По формуле (1.4) определите удельный заряд электрона  $e/m$ , считая радиус анода  $b$  равным 7 мм.
7. Повторите эксперимент еще для нескольких значений  $U_A$ , отличающихся на 5–10 В от первоначально выбранного напряжения, и рассчитайте среднее значение для удельного заряда электрона.
8. Сравните полученный результат с табличным значением (см. прил. 5) и сделайте выводы.

### Контрольные вопросы

1. Какие силы действуют на движущийся заряд в электрическом и магнитном полях?
2. Чем определяется траектория движения заряженной частицы в электрическом и магнитном полях?
3. В чем заключается суть метода магнетрона по определению удельного заряда электрона?
4. Какова причина различия теоретической и реальной сбросовых характеристик?
5. Какие еще экспериментальные методы по определению удельного заряда электрона вам известны? В чем заключается их суть?

## Лабораторная работа 2

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МЮОНОВ

**Цель работы:** изучить законы радиоактивного распада и оценить время жизни покоящихся мюонов.

### Космическое излучение

**Мюоны** (обозначаются буквой  $\mu$ ) – нестабильные частицы с единичным положительным или отрицательным зарядом и массой, которая почти в 207 раз больше массы электрона. Впервые мюоны были обнаружены в космическом излучении, достигающем поверхности Земли. Рассмотрим процесс образования мюонов.

*Первичные космические лучи* представляют собой поток частиц, приходящих к Земле приблизительно изотропно со всех направлений космического пространства. Они образуются в основном при вспышках сверхновых звезд и излучения пульсаров нашей Галактики. Более 90 % галактических лучей составляют протоны с энергиями вплоть до  $10^{21}$  эВ, 7 % –  $\alpha$ -частицы (ядра гелия), и лишь небольшая доля (примерно 1 %) приходится на ядра более тяжелых элементов. Попадая в магнитное поле Земли, космические лучи отклоняются от своего первоначального направления, и на данную широту вблизи Земли приходят только частицы с энергиями, превышающими некоторое пороговое значение. Например, с вертикального направления на экватор падают протоны только с энергиями, большими  $\sim 1,5 \cdot 10^{10}$  эВ, на широту  $51^\circ$  – с энергиями  $\geq 2,5 \cdot 10^{10}$  эВ (*широтный эффект*). Некоторые частицы могут захватываться и удерживаться магнитным полем Земли, что приводит к возникновению радиационных поясов, которые представляют собой две окружающие Землю зоны с резко повышенной интенсивностью ионизирующего излучения. В плоскости экватора внутренний пояс радиации простирается от 600 до 6000 км, внешний пояс – от

20 000 до 60 000 км. На широтах 60–70° оба пояса приближаются к Земле на расстояние в несколько сот километров.

Первичные лучи, преодолевая магнитное поле Земли, взаимодействуют с ядрами атомов верхних слоев атмосферы, в результате чего возникает *вторичное* космическое излучение. Схематично этот процесс представлен на рис. 2.1. На высотах ниже 20 км космические лучи практически полностью носят вторичный характер.

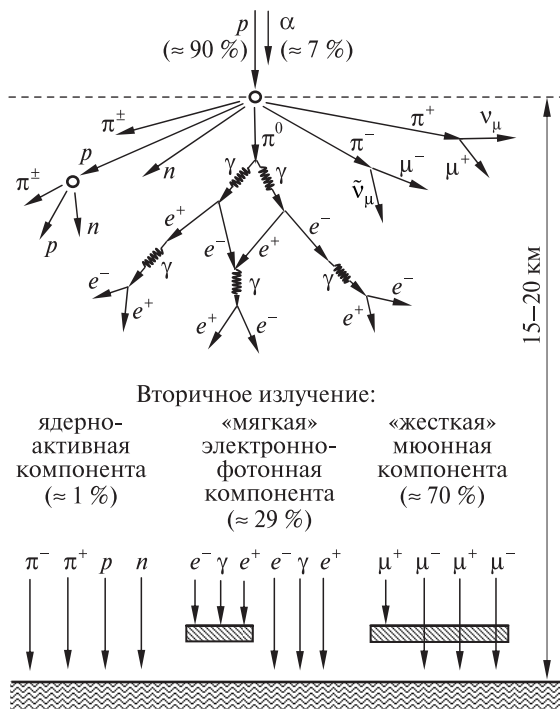
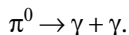


Рис. 2.1

При взаимодействии первичной частицы (например, протона) с ядрами рождаются практически все известные элементарные частицы, среди которых главную роль играют  $\pi$ -мезоны (пионы): как заряженные  $\pi^-$ ,  $\pi^+$ , так и нейтральные  $\pi^0$ . Кроме того, в результате такого соударения ядро испускает протоны  $p$  и нейтроны  $n$  (нуклоны). Нуклоны и не успевшие распасться  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезоны образуют так называемую ядерно-активную компоненту вторичного излучения. Взаимодействуя с ядрами атомов атмосферы, они, подобно первичной частице, рожда-

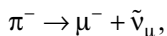
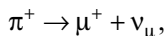
ют новые каскады частиц до тех пор, пока их энергия не снизится до определенного значения. На уровне моря остается менее 1 % ядерно-активных частиц.

Параллельно с генерацией ядерно-активной компоненты происходит ее обрастание «мягкой» и «жесткой» компонентами. Основным источником «мягкой» электронно-фотонной компоненты являются нейтральные пионы. Из-за малого времени жизни ( $\sim 10^{-16}$  с)  $\pi^0$ -мезоны быстро распадаются, и в результате этого распада рождаются по два  $\gamma$ -кванта:



Появившиеся таким образом высокоэнергетичные  $\gamma$ -кванты при столкновении с атомными ядрами порождают электронно-позитронные пары  $e^- - e^+$ , которые, в свою очередь, при торможении в атмосфере испускают  $\gamma$ -кванты и т. д. Нарастание числа позитронов и  $\gamma$ -квантов (так называемый *широкий атмосферный ливень*) будет происходить до тех пор, пока их энергия не уменьшится до критического значения в воздухе, приблизительно равного 72 МэВ<sup>1</sup>. На уровне моря «мягкая» компонента по количеству частиц не превышает 29 % всего регистрируемого космического излучения. Эта компонента обладает малой проникающей способностью и полностью задерживается свинцом толщиной в несколько сантиметров или перекрытиями зданий.

Заряженные пионы вторичного космического излучения распадаются по таким схемам:



где  $\nu_\mu$  и  $\tilde{\nu}_\mu$  — мюонные нейтрино и антинейтрино соответственно.

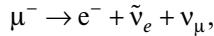
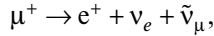
Получающиеся мюоны, движущиеся с околосветовыми скоростями, образуют «жесткую» мюонную компоненту космического излучения. Они обладают очень большой проникающей способностью, заметное число мюонов остается даже после прохождения слоя воды в 1 км. В потоке космического излучения у поверхности Земли мюоны составляют около 70 % всех частиц. Рождаются они в основном в верхних слоях атмосферы, и большая их часть достигает поверхности Земли.

При движении в среде мюоны, как и другие заряженные частицы, могут терять свою энергию на *ионизацию окружающих атомов* (ионизацион-

---

<sup>1</sup>Расшифровку этой и других десятичных приставок к названиям единиц можно найти в прил. 4.

ные потери), а также на *тормозное электромагнитное излучение*. Ослабление потока мюонов во время прохождения слоя атмосферы происходит как вследствие поглощения частиц в воздухе за счет ионизационных потерь, так и вследствие радиоактивного распада по таким схемам:



где  $\nu_e$  и  $\tilde{\nu}_e$  – электронные нейтрино и антинейтрино соответственно.

Для быстрых мюонов с энергией  $E \approx 10^9$  эВ такой распад будет оказывать значительно большее влияние на ослабление их потока, чем ионизационные потери. Последнее обстоятельство дает возможность обнаружить эффект распада, измеряя потоки мюонов, прошедших различные пути в атмосфере.

## Теория метода

Как известно, радиоактивный распад описывается экспоненциальным законом

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

где  $N(0)$  и  $N(t)$  – число *нераспавшихся* частиц в начальный момент времени и в момент времени  $t$ ;  $\tau$  – *время жизни частиц*, т. е. время, в течение которого число частиц уменьшается в  $e \approx 2,72$  раза.

Схема наблюдения потока мюонов в атмосфере представлена на рис. 2.2.

Пусть в верхних слоях атмосферы *в единицу времени* зарождается  $n_0$  мюонов, которые движутся со скоростью  $v$  в направлении наблюдателя, находящегося на поверхности Земли. За время  $t$  прохождения слоя атмосферы толщиной  $L$  часть мюонов испытывает распад, и прибор регистрирует *в единицу времени* количество мюонов

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{L}{v\tau^*}\right),$$

где  $\tau^*$  – время жизни движущихся мюонов, т. е. время жизни в лабораторной, или неподвижной, системе координат, связанной с Землей.

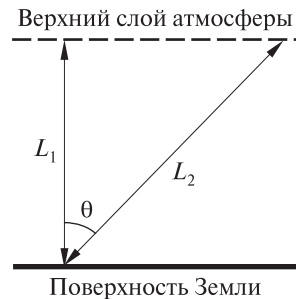


Рис. 2.2

Измеряя количество мюонов  $n_1$  и  $n_2$ , прошедших под различными углами  $\theta$  и, следовательно, прошедших различные пути  $L_1, L_2$  (см. рис. 2.2), можно оценить время жизни движущегося мюона  $\tau^*$ . Действительно,

$$n_1 = n_0 \exp\left(-\frac{L_1}{v\tau^*}\right); \quad n_2 = n_0 \exp\left(-\frac{L_2}{v\tau^*}\right).$$

Откуда получаем

$$\begin{aligned} \frac{n_1}{n_2} &= \exp\left(\frac{L_2 - L_1}{v\tau^*}\right) = \exp\left(\frac{L_1\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)}{v\tau^*}\right), \\ \tau^* &= \frac{L_1\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)}{v \ln \frac{n_1}{n_2}}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Так как скорость космических мюонов  $v$  близка к скорости света  $c$ , то  $\tau^*$  значительно превосходит время жизни покоящихся мюонов  $\tau_0$ :

$$\tau^* = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (2.2)$$

Кроме того, энергия движущихся мюонов связана с энергией их покоя  $mc^2 = 105$  МэВ соотношением

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (2.3)$$

где  $m$  — масса покоя мюона.

Комбинируя (2.1), (2.2), (2.3), можно получить

$$\tau_0 = \frac{L_1\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)mc^2}{Ev \ln \frac{n_1}{n_2}}. \quad (2.4)$$

## Описание установки

Простым и надежным устройством для подсчета количества испускаемых заряженных частиц является газоразрядный счетчик Гейгера — Мюллера (прил. 2). Счетчик представляет собой металлический



цилиндр, основания которого закрыты изоляционным материалом. По оси цилиндра натянута тонкая металлическая нить. Цилиндр наполнен инертным газом при пониженном давлении (несколько десятков миллиметров ртутного столба). Между нитью и корпусом счетчика прикладывают разность потенциалов (несколько сот вольт), достаточную для того, чтобы при наличии ионов мог начаться самостоятельный разряд.

Пролетающая через счетчик частица ионизирует газ в цилиндре и вызывает разряд в нем. Возникает кратковременный импульс, который усиливается и затем передается на регистрирующее устройство, автоматически отмечающее количество пролетающих через счетчик частиц. Такой счетчик способен регистрировать до  $10^6$  частиц в минуту.

Установка для изучения углового распределения космических лучей состоит из двух счетчиков Гейгера – Мюллера (СГ), схемы совпадений (СС) и счетного прибора (СП), в качестве которого используется частотомер ЧЗ-33 (рис. 2.3).

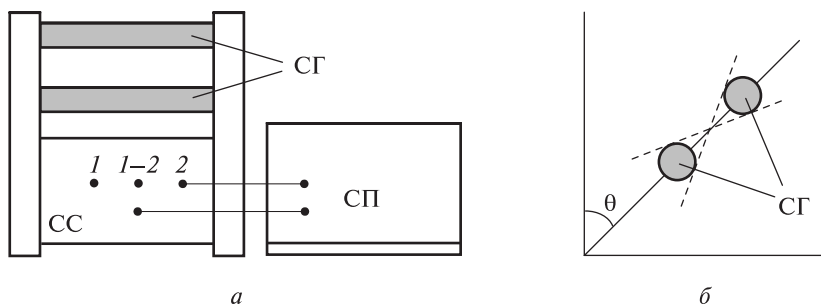


Рис. 2.3

При подключении счетного прибора к гнездам 1 или 2 схемы совпадений регистрируются импульсы, поступающие с первого или второго счетчика Гейгера – Мюллера, т. е. измеряется количество частиц, прошедших через тот или иной счетчик. При подключении к гнезду 1–2 схема совпадений пропускает лишь те импульсы, которые поступают со счетчиков практически одновременно (время разрешения составляет около  $10^{-7}$  с). Следовательно, в режиме совпадений установка регистрирует только такую космическую частицу, которая прошла оба счетчика, т. е. летящую в данном направлении в пределах телесного угла, обозначенного пунктирами на рис. 2.3, б. Поворачивая счетчики на различные углы, можно исследовать распределение частиц по направлениям их движения. Установки подобного типа называются *телескопы*.

## Порядок выполнения работы

1. Перед включением установки проверьте правильность настроек:
  - кабель «ВХОД А» подключен к гнездам «1» и « $\perp$ » схемы совпадений;
  - тумблеры канала А в нижнем положении;
  - ручка «УРОВЕНЬ» в крайнем правом положении;
  - переключатель «РОД РАБОТЫ» в положении «ВЫКЛ»;
  - переключатель «МЕТКИ ВРЕМЕНИ. ВРЕМЯ ИЗМЕРЕНИЙ» в положении «1 mS»;
  - тумблер «ВНЕШНИЙ ПУСК» в верхнем положении.
2. Включите прибор в сеть, тумблер «СЕТЬ» переведите в верхнее положение. Для пуска счета переключатель «РОД РАБОТЫ» переведите в положение «НЕПРЕРЫВНЫЙ СЧЕТ», для остановки счета – в положение «ВЫКЛ». Для сброса показаний нажмите кнопку «ВНЕШНИЙ ПУСК», когда переключатель «РОД РАБОТЫ» находится в положении «ВЫКЛ». Отсчет показаний производится по индикаторному табло.
3. Проверьте работу первого счетчика, для чего при кабеле «ВХОД А», подключенном к гнезду «1», произведите отсчет количества импульсов за минуту (нормально 80–120 имп/мин). Аналогично проверьте работу второго счетчика при кабеле, подключенном к гнезду «2».
4. Подключите кабель к гнезду «1–2» при вертикальном положении телескопа и произведите отсчет количества импульсов за 10–15 мин. Определите количество импульсов в минуту  $n'_1$ .
5. Наклоните телескоп на угол  $\theta = 45^\circ$ , аналогично определите количество зарегистрированных импульсов в минуту  $n'_2$ .
6. Произведите такие же измерения при горизонтальном положении счетчиков, определите фоновое значение  $n_0$  (имп/мин).
7. Определите  $n_1$  и  $n_2$ , вычитая фоновое значение  $n_0$  из полученных значений  $n'_1$  и  $n'_2$  соответственно.
8. Используя формулу (2.4), оцените время жизни покоящегося мюона, считая, что энергия покоя для мюона  $mc^2 = 105$  МэВ, энергия космических мюонов  $E \approx 10^9$  эВ, толщина атмосферы  $L_1 \approx 15$  км, скорость мюонов  $v \approx c$ . Сравните полученный результат с табличным значением, сделайте выводы.

## Контрольные вопросы

1. Какова природа первичного и вторичного космического излучений?
2. Приведите схемы распада мюонов.
3. Приведите схемы распада  $\pi$ -мезонов.

4. Дайте характеристику  $\pi$ -мезонов.
5. Какие законы сохранения выполняются для всех типов взаимодействий элементарных частиц?
6. Дайте определение времени жизни мюонов.
7. Какие методы регистрации заряженных частиц Вы знаете?
8. Объясните принцип действия газоразрядного счетчика Гейгера – Мюллера.
9. Каково назначение схемы совпадений?
10. В чем состоит сущность данного метода измерения времени жизни мюонов?

## Лабораторная работа 3 СПЕКТР АТОМА ВОДОРОДА

**Цель работы:** для атома водорода определить экспериментально длины волн первых трех спектральных линий ( $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ) в серии Бальмера; вычислить значение постоянной Ридберга.

### Закономерности атомных спектров

Изучение атомных спектров послужило ключом к познанию строения атома. Прежде всего было замечено, что линии в спектрах атомов не располагаются беспорядочно, а группируются в так называемые серии. Отчетливее всего это обнаруживается в спектре атома водорода.

В 1885 г. И. Бальмер (прил. 2), анализируя спектр атома водорода в видимой области, представленный схематично на рис. 3.1, установил, что длины волн  $\lambda$  в этом спектре могут быть довольно точно описаны формулой

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

где  $\lambda_0$  — некоторая константа, определяемая из эксперимента;  $n$  — целое число, принимающее значения 3, 4, 5 и т. д.

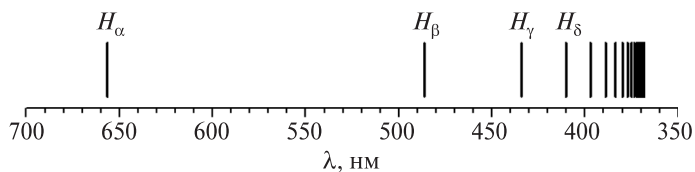


Рис. 3.1

Дальнейшие исследования показали, что и в ультрафиолетовой, и в инфракрасной области атом водорода также имеет подобные закономерности в своем спектре. Схематично серии для атома водорода представлены на рис. 3.2, они названы в честь открывших их ученых Т. Лаймана, И. Бальмера, Ф. Пашена, Ф. Брэкета, А. Пфунда (прил. 2).

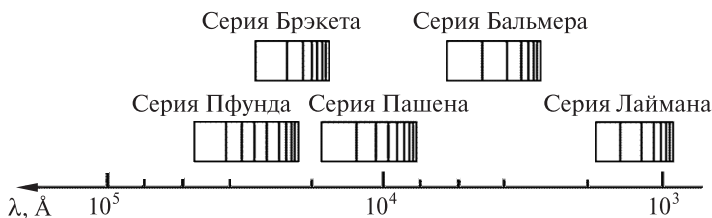


Рис. 3.2

Очевидно, что линии на рис. 3.2 располагаются в определенном порядке в виде серий, а расстояние между линиями в каждой серии закономерно убывает по мере перехода от более длинных волн к более коротким.

Длины волн всех линий спектра атомарного водорода можно представить одной формулой:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right), \quad (3.1)$$

где  $R = 1,09737 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  – постоянная Ридберга (прил. 2);  $n_1$  и  $n_2$  – положительные целые числа.

Формула (3.1) называется обобщенной формулой Бальмера. Из (3.1) следует, что для частоты излучения справедливо выражение

$$\nu = Rc \left( \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right), \quad (3.2)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме. При переходе от (3.1) к (3.2) учтено, что  $\lambda = c/\nu$ .

Таблица 3.1

Серия	$n_2$	$n_1$	Область спектра
Лаймана	1	2, 3, 4, ...	Ультрафиолетовая
Бальмера	2	3, 4, 5, ...	Видимая
Пашена	3	4, 5, 6, ...	Инфракрасная
Брэкета	4	5, 6, 7, ...	Инфракрасная
Пфунда	5	6, 7, 8, ...	Инфракрасная

С помощью формул (3.1) и (3.2) можно получить  $\lambda$  или  $\nu$  любой линии в любой серии. Так, если положить  $n_2 = 1$ , а величине  $n_1$  придавать значения 2, 3, 4, ..., то получим длины волн (частоты) линий в серии Лаймана. Аналогично получают линии остальных серий (табл. 3.1).

## Атом Бора

Первая удачная попытка создания модели атома водорода, которая объяснила его наблюдаемый спектр, принадлежит Нильсу Бору (прил. 2). В 1913 г. для теоретического обоснования закономерностей в атомных спектрах он сформулировал два постулата.

1. Атом (и всякая атомная система) может находиться не во всех состояниях, допускаемых классической механикой, а только в некоторых избранных (квантовых) состояниях, характеризующихся определенными прерывными, дискретными значениями энергии  $E_1, E_2, E_3, E_4, \dots$ . В этих состояниях, вопреки классической электродинамике, атом не излучает, поэтому такие состояния называются **стационарными**.

2. При переходе из стационарного состояния с большей энергией  $E_i$  в стационарное состояние с меньшей энергией  $E_j$  энергия атома изменяется на  $E_i - E_j$ . Если такое изменение происходит из-за излучения, то при этом испускается один фотон<sup>1</sup> с энергией

$$h\nu = \hbar\omega = E_i - E_j, \quad (3.3)$$

где  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж · с и  $\hbar = h / (2\pi) = 1,054 \cdot 10^{-34}$  Дж · с – постоянные Планка;  $\omega$  – циклическая частота излучения (напомним,  $\omega = 2\pi\nu$ ).

Соотношение (3.3) называется **правилом частот Бора**. Оно справедливо и для случая поглощения, когда падающий фотон переводит атом с некоторого энергетического уровня на более высокий, а сам исчезает.

<sup>1</sup> Возможны и многофотонные процессы, когда переход атома с одного уровня на другой сопровождается испусканием не одного, а сразу нескольких фотонов. Такие процессы могут происходить только в очень сильных полях, например в мощных импульсах лазерного излучения. Возможны также переходы, когда энергия выделяется или поглощается не в виде света, а, например, в виде тепла. Такие переходы называют безызлучательными. Атом может совершить переход с одного уровня на другой и в результате столкновения с другой частицей.

По выражению Бора, эти допущения находятся в явном противоречии с общепринятым пониманием электродинамики, но представляются необходимыми для экспериментально установленных фактов.

Согласно теории Бора атом водорода представляет собой систему, где отрицательно заряженный электрон вращается вокруг положительно заряженного ядра по круговой орбите.

Полная энергия такой системы равна сумме потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром и кинетической энергии движения электрона:

$$E = E_p + E_k = -\frac{ke^2}{r} + \frac{m_e v^2}{2}, \quad (3.4)$$

где  $e$  – единичный электрический заряд;  $m_e$  – масса электрона;  $k = 1/(4\pi\epsilon_0)$  в СИ и  $k = 1$  в СГС;  $r$  и  $v$  – радиус орбиты и скорость движения электрона соответственно.

Согласно постулату Планка (прил. 2) осуществляются только такие состояния гармонического осциллятора<sup>1</sup>, энергия которых кратна  $h\nu$ . Опираясь на этот постулат, Бор показал, что для стационарных орбит момент импульса электрона принимает значения, кратные  $\hbar$ :

$$M = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (3.5)$$

Чтобы найти радиусы разрешенных орбит и соответствующие скорости движения электрона для атома водорода, учтем, что момент импульса  $\vec{M} = [\vec{r} \times \vec{m}_e \vec{v}]$  для круговых орбит

$$M = m_e v r, \quad (3.6)$$

а также воспользуемся вторым законом Ньютона и законом Кулона, чтобы получить еще одно выражение, связывающее радиус орбиты и скорость:

$$F = m_e a \Rightarrow \frac{ke^2}{r^2} = m_e \frac{v^2}{r}, \quad (3.7)$$

где  $a$  – центростремительное ускорение.

Из (3.7) получаем

$$v^2 = \frac{ke^2}{m_e r} \quad (3.8)$$

и подставляем полученное значение скорости в (3.6) с учетом (3.5).

---

<sup>1</sup>Одномерным (линейным) гармоническим осциллятором называется частица с массой  $m$ , колеблющаяся с собственной частотой  $\omega_0$  под действием упругой (квазиупругой) силы вдоль некоторого направления.

Тогда радиусы разрешенных орбит и соответствующие скорости движения электрона вычисляются следующим образом:

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m_e k e^2} n^2, \quad (3.9)$$

$$v_n = \frac{n\hbar}{m_e r_n} = \frac{k e^2}{n\hbar}. \quad (3.10)$$

После подстановки значений  $r_n$  и  $v_n$  в (3.4) получим возможные значения энергий атома в стационарных состояниях:

$$E_n = -\frac{k e^2}{2r_n} = -\frac{m_e k^2 e^4}{2n^2 \hbar^2}. \quad (3.11)$$

Основное состояние атома – это состояние с наименьшей энергией. Из (3.11) видно, что энергия атома водорода минимальна при  $n = 1$ :

$$E_1 = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2} = 21,7 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = -13,6 \text{ эВ}. \quad (3.12)$$

Напомним, электрон-вольт – внесистемная единица измерения энергии, часто используемая в атомной и ядерной физике,  $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ . Связь электрон-вольта с другими единицами измерения энергии можно найти в прил. 3.

Радиус первой круговой орбиты для атома водорода, так называемый первый боровский радиус

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e k e^2} = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 0,53 \text{ \AA}. \quad (3.13)$$

В атомной физике для записи размеров атомов и других соразмерных величин принято использовать внесистемную единицу измерения *ангстрем*, которая названа в честь шведского физика и астронома А. Ангстрема (Anders J. Ångström) и сокращенно записывается Å,  $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$ .

Из (3.11) видно, что в возбужденных состояниях энергия атома при увеличении  $n$  меняется нелинейно:  $E_2 = E_1/4$ ,  $E_3 = E_1/9$ ,  $E_4 = E_1/16$  и т. д. Из (3.9) следует, что радиусы орбит возрастают также нелинейно:  $r_2 = 4r_1$ ,  $r_3 = 9r_1$ ,  $r_4 = 16r_1$  и т. д.

На рис. 3.3 графически изображены возможные значения энергии и первые три орбиты электронов в атоме водорода.

При возбуждении атомы переходят в состояния с большими значениями энергии и затем, при обратных переходах, которые изображены



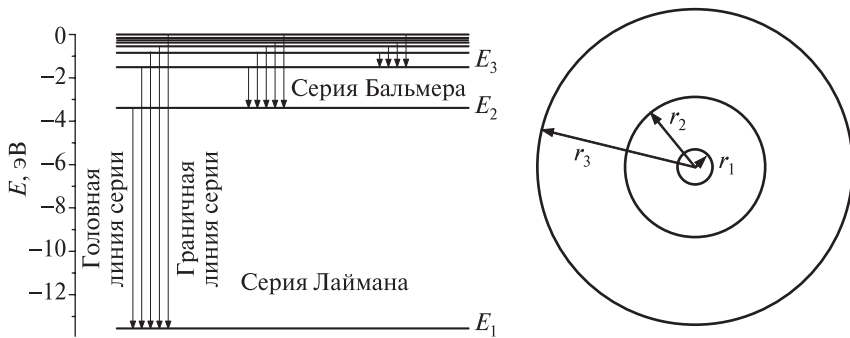


Рис. 3.3

стрелками и сгруппированы определенным образом на рис. 3.3, излучают, согласно правилу частот (3.3), серии спектральных линий, изображенные на рис. 3.2.

Аналитически частоты этих линий можно получить, комбинируя (3.3) и (3.11):

$$\nu = \frac{E_i - E_j}{h} = \frac{2\pi^2 m_e k^2 e^4}{h^3} \left( \frac{1}{n_j^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (3.14)$$

С точностью до принятых обозначений (3.14) соответствует выражению (3.2), в котором с таким же успехом можно было принять  $n_2 = n_j$  и  $n_1 = n_i$ . Приравнявая коэффициенты перед скобками в (3.2) и (3.14), можно выразить постоянную Ридберга через универсальные константы и рассчитать ее значение:

$$R = \frac{2\pi^2 m_e k^2 e^4}{ch^3} = 1,09740 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}. \quad (3.15)$$

Рассчитанное значение  $R$  хорошо согласуется с эмпирическим значением в (3.2). Таким образом, выражения (3.2) и (3.14) совершенно эквивалентны, что свидетельствует о количественном соответствии теории Бора эксперименту.

## Атом Зоммерфельда

Теория Бора верно отражала основные черты спектрального поведения атома водорода, однако не могла объяснить, например, тонкую структуру спектральных линий или их расщепление при помещении

атома во внешнее поле. Следующий шаг в развитии теории атома был сделан А. Зоммерфельдом (прил. 2), который предположил, что электрон в атоме водорода может двигаться не только по круговым, но и по эллиптическим орбитам, для которых также должно выполняться условие квантования момента импульса, аналогичное соотношению (3.5). При этом условии оказалось, что разрешенными траекториями электронов являются эллипсы с большими и малыми полуосями, равными соответственно

$$a_n = n^2 r_1 = n^2 \frac{\hbar^2}{m_e k e^2} \quad \text{и} \quad b_n = n l r_1 = n l \frac{\hbar^2}{m_e k e^2}. \quad (3.16)$$

Здесь  $n = 1, 2, 3, \dots$  – главное квантовое число;  $l = 1, 2, 3, \dots, n$  – орбитальное квантовое число. Энергии различных состояний определяются только величиной большой полуоси эллипса, или главным квантовым числом:

$$E_n = -\frac{ke^2}{2a_n} = -\frac{m_e k^2 e^4}{2n^2 \hbar^2}, \quad (3.17)$$

что в конечном итоге совпадает с (3.11). С другой стороны, квантованные значения момента импульса определяются возможными значениями *орбитального квантового числа*  $l$ :

$$M = l\hbar. \quad (3.18)$$

В развитие идей Бора Зоммерфельд распространил квантование на *ориентации* орбит электронов в атоме. Согласно идее «пространственного квантования»,

возможны лишь такие ориентации плоскости орбиты, при которых проекция момента импульса электрона на некоторое выделенное направление  $z$  принимает значения, кратные  $\hbar$ , т. е.  $M_z = m\hbar$ , где  $m$  – так называемое магнитное квантовое число, которое может принимать значения, равные  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ .

Таким образом, состояние атома можно охарактеризовать тремя квантовыми числами  $n, l, m$ , которые определяют возможные траектории электрона и соответствующие физические величины  $E_n, M, M_z$ :

$$\begin{array}{lll} n = 1, 2, 3, \dots, & a_n = n^2 r_1, & E_n = -\frac{ke^2}{2a_n} = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2 n^2}, \\ l = 1, 2, \dots, n, & b_{nl} = n l r_1, & M = l\hbar, \\ m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l, & & M_z = m\hbar. \end{array}$$

Следует отметить, что теория Бора – Зоммерфельда позволила лишь качественно, но не количественно объяснить основные закономерности в атомных спектрах, включая эффекты Зеемана<sup>1</sup> и Штарка<sup>2</sup>. Но основным недостатком этой теории была ее внутренняя противоречивость: она не была ни последовательно классической, ни последовательно квантовой. По выражению У. Брэгга (прил. 2), «в этой теории мы как бы должны по понедельникам, средам и пятницам пользоваться классическими законами, а по вторникам, четвергам и субботам – квантовыми».

Согласующееся с экспериментом и свободное от противоречий описание атома водорода оказалось возможным лишь с помощью идей и аппарата квантовой механики.

## Атом водорода в квантовой механике

Кратко рассмотрим конечный результат квантово-механического описания атома водорода. Здесь состояние атома задается также тремя квантовыми числами: главным  $n$ , орбитальным  $l$  и магнитным  $m$ , которые принимают несколько иные значения, а именно:

$$n = 1, 2, 3, \dots; l = 0, 1, 2, \dots, n - 1; m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l. \quad (3.19)$$

С одной стороны, эти квантовые числа задают состояние электрона в виде так называемой волновой функции  $\Psi_{nlm}(\vec{r}, t)$ , квадрат модуля которой определяет вероятность  $dW$  того, что частица будет обнаружена в пределах элементарного объема  $dV$ :

$$dW = |\Psi_{nlm}(\vec{r}, t)|^2 dV. \quad (3.20)$$

Другими словами,  $|\Psi_{nlm}(\vec{r}, t)|^2$  дает объемную плотность вероятности нахождения частицы в данном месте пространства, т. е.

$$|\Psi_{nlm}(\vec{r}, t)|^2 = \frac{dW}{dV}. \quad (3.21)$$

<sup>1</sup>Эффект Зеемана – расщепление уровней энергии, а следовательно, и спектральных линий атомов, молекул и кристаллов в магнитном поле. Этот эффект наблюдается как при испускании, так и при поглощении излучения веществом. Впервые обнаружен в 1896 г. П. Зееманом при исследовании спектров паров натрия.

<sup>2</sup>Эффект Штарка – сдвиг и расщепление энергетических уровней атомов или молекул под действием электрического поля. Й. Штарк в 1913 г. открыл расщепление спектральных линий атома водорода в электрическом поле, за что в 1919 г. был награжден Нобелевской премией.

|| С другой стороны, квантовые числа  $n$ ,  $l$  и  $m$  определяют некоторые физические величины, характеризующие состояния атома водорода.

Так, возможные значения энергии атома определяется точно так же, как и в случае модели Бора – Зоммерфельда, а именно:

$$E_n = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2 n^2}. \quad (3.22)$$

Момент импульса и его проекции определяются следующим образом:

$$M = \sqrt{l(l+1)} \hbar, \quad (3.23)$$

$$M_z = m\hbar. \quad (3.24)$$

Чисто внешне приведенные результаты похожи на результаты теории Зоммерфельда:

$$\left. \begin{array}{l} n = 1, 2, 3, \dots, \\ l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1, \\ m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l. \end{array} \right\} \Psi_{n, l, m}(\vec{r}, t) \left\{ \begin{array}{l} E_n = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2 n^2}, \\ M = \sqrt{l(l+1)} \hbar, \\ M_z = m\hbar. \end{array} \right.$$

Возможные состояния атома водорода (результат квантово-механического рассмотрения) и спектроскопические обозначения состояний даны на рис. 3.4.

$l =$	0	1	2	3	4
Обозначение состояния:	$s$	$p$	$d$	$f$	$g$

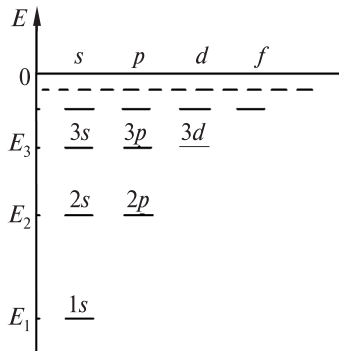


Рис. 3.4

Однако результаты этих двух теорий имеют и существенные различия:

в квантовой теории нельзя говорить о траектории электрона; величину  $|\Psi_{nlm}(\vec{r}, t)|^2$  упрощенно можно трактовать как *распределение электрического заряда электрона около ядра*; плотность такого электронного облака выше там, где величина  $|\Psi_{nlm}(\vec{r}, t)|^2$  имеет большее значение.

При квантово-механическом рассмотрении атома водорода оказывается, что при различных значениях  $n$  квантовое число  $l$  может принимать, в частности, нулевое значение, т. е. в состояниях с определенными, отличными от нуля, значениями энергии атома  $E_n$  величина момента импульса электрона может оказаться равной нулю (такие случаи соответствуют сферически симметричным волновым функциям). Кроме того, из сравнения выражений (3.23) и (3.24) следует, что при разрешенных взаимосвязях между квантовыми числами  $l$  и  $m$  величина проекции момента импульса  $M_z$  никогда не может достигать величины самого момента  $M$ . Эти и подобные им эффекты, согласующиеся с экспериментом, не имеют аналога в классической физике и называются *квантовыми эффектами*.

## Описание установки

Схема установки представлена на рис. 3.5.

Свет от источника И конденсором К собирается на входной щели  $I$  монохроматора УМ-2. Входная щель снабжена микрометрическим винтом 9, который позволяет открывать щель на нужную ширину. Обычная рабочая ширина щели равна 0,02–0,03 мм.

Коллиматорный объектив 2 снабжен микрометрическим винтом 8. С помощью винта можно смещать объектив относительно щели при фокусировке спектральных линий различных цветов. Объективом 2 излучение источника направляется на сложную призму 3, установленную на поворотном столике 6. Две призмы  $P_1$  и  $P_3$  с преломляющими углами  $30^\circ$  изготовлены из тяжелого флинта, обладающего большой дисперсией. Промежуточная призма  $P_2$  сделана из крона. Лучи отражаются от ее гипотенузной грани и поворачиваются на  $90^\circ$ . Благодаря такому устройству дисперсии призм  $P_1$  и  $P_3$  складываются. При помощи микрометрического винта с отсчетным барабаном 7 поворотный столик 6 вращается вокруг вертикальной оси. На барабан нанесена винтовая дорожка с градусными делениями. Вдоль дорожки скользит указатель

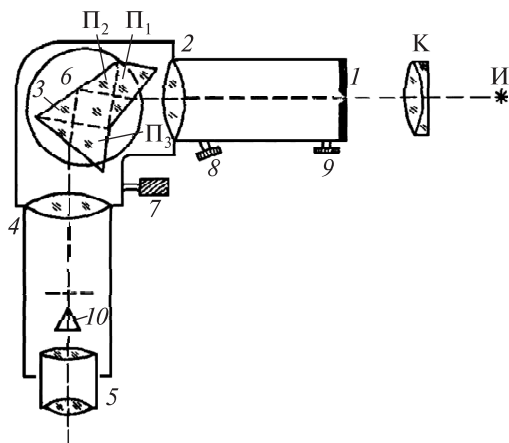


Рис. 3.5

поворота барабана. При вращении барабана призма поворачивается, и в центре поля зрения появляются различные участки спектра.

На выходе установлена зрительная труба, состоящая из объектива 4 и окуляра 5. Объектив 4 дает изображение входной щели 1 в своей фокальной плоскости. В этой плоскости расположен указатель 10. Изображение рассматривается через окуляр 5.

При подготовке прибора к работе следует особое внимание обратить на то, чтобы указатель 10 и спектральные линии имели четкие ясные границы.

Фокусировка производится в следующем порядке: перемещая окуляр 5, следует получить резкое изображение острия указателя 10. Осветив входную щель прибора источником, нужно найти спектральные линии и получить их ясное изображение при помощи микрометрического винта 8.

Для отсчета положения линии ее центр совмещают с острием указателя. Отсчет производится по делениям барабана. Для наблюдения самых слабых линий в крайней фиолетовой области щель приходится несколько расширить (до 0,05–0,06 мм). Глаз лучше замечает слабые линии в движении, поэтому при наблюдении удобно слегка поворачивать барабан в обе стороны от среднего положения.

Монохроматор УМ-2 нуждается в предварительной градуировке, для которой обычно применяют ртутную или неоновую лампу. Градуировочная кривая построена в крупном масштабе на листе миллиметровой бумаги. По оси  $X$  откладываются градусные деления барабана 7, а по оси  $Y$  — длины волн соответствующих линий.

## Порядок выполнения работы

В данной работе источником излучения является водородная газоразрядная трубка. Спектр анализируется визуально с помощью монохроматора УМ-2.

1. Рассчитайте теоретически, какими должны быть длины волн первых трех спектральных линий из серий Лаймана, Бальмера, Пашена, Брэкета и Пфунда для атома водорода.

2. С помощью монохроматора и градуировочного графика (находится рядом с установкой или выдается преподавателем) экспериментально определите длины волн водородных линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  в видимой области спектра. Проводить опыт нужно так, чтобы на щель монохроматора не попадал свет осветительных приборов (особенно люминесцентных ламп) или Солнца. Сравните полученные результаты с теоретическими значениями для соответствующей серии.

3. Для каждой из наблюдаемых линий, используя формулу (3.1), вычислите значение постоянной Ридберга, определите ее среднее значение по всем измерениям, сравните с теоретическим значением.

## Контрольные вопросы

1. Каковы закономерности спектра атома водорода?
2. В чем заключаются постулаты Бора?
3. Как образуются спектры с точки зрения теории Бора?
4. Покажите связь между формулой Бальмера и правилом частот Бора.
5. Воспользовавшись постулатами Бора, определите разрешенные значения энергии водородоподобного иона, т. е. системы, состоящей из ядра с зарядом  $+Ze$  и одного электрона.
6. Назовите основные аспекты развития теории атома водорода Зоммерфельдом.
7. Каковы основные недостатки теории атома Бора – Зоммерфельда?
8. Какая взаимосвязь существует между квантовыми числами и каким образом они характеризуют возможные состояния атома водорода с квантово-механической точки зрения?

## Лабораторная работа 4

### ЭФФЕКТ РАМЗАУЭРА

**Цель работы:** познакомиться с сутью эффекта Рамзауэра; изучить рассеяние электронов на атомах ксенона и определить глубину и ширину «потенциальной ямы».

### Соотношения де Бройля

К началу 1920-х гг. в физике микромира накопилось много фактов и явлений, которые нельзя было объяснить с помощью законов классической физики. К атомным явлениям был необходим более общий подход, который и был развит усилиями Л. де Бройля, Э. Шредингера, В. Гейзенберга, М. Борна (прил. 2) и других при создании квантовой механики, существенно отличающейся от ньютоновской.

В отличие от классической квантовая механика предполагает двойственное описание физической реальности: движение микрообъектов интерпретируется, с одной стороны, как движение частиц (корпускул), а с другой — как некоторый волновой процесс.

Формальная связь между корпускулярными и волновыми характеристиками была установлена де Бройлем в 1923 г.:

любой материальной частице, обладающей энергией  $E$  и импульсом  $p$ , можно поставить в соответствие некоторую волну с длиной  $\lambda$  и частотой  $\nu$  такими, что

$$\begin{cases} E = h\nu \\ p = h/\lambda \end{cases} \text{ или } \begin{cases} E = \hbar\omega \\ p = \hbar k \end{cases} \text{ (соотношения де Бройля),}$$

где  $h$  — постоянная Планка, равная  $6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж · с;  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ;  $\omega = 2\pi\nu$  — круговая (циклическая) частота;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число.



Имея в виду соотношение де Бройля, а также  $E_K = \frac{mv^2}{2}$  и  $p = mv$ , можно получить полезное соотношение между энергией свободной нерелятивистской частицы и длиной  $\lambda$  соответствующей ей волны:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE_K}}. \quad (4.1)$$

Естественно, результаты такого двойственного корпускулярного и волнового описания не должны противоречить друг другу. Противоречий можно избежать в том случае, если корпускулы и волны наделить некоторыми специфическими свойствами, не имеющими аналога в классической физике.

Так, считается, что сами волны физического смысла не имеют, а только *квадрат модуля соответствующей волновой функции характеризует вероятность нахождения частицы в той или иной точке пространства*. Частицы в квантовой механике оказываются такими, что для них нельзя одновременно точно измерить, например, координату и импульс, в то время как в классической механике эти величины в любой момент времени имеют вполне определенные, поддающиеся измерению значения.

Как и классическая, квантовая механика дает соотношения между наблюдаемыми величинами, но здесь можно говорить лишь о *вероятности* получить при измерении то или иное значение физической величины, причем эта *неопределенность* не обусловлена погрешностями измерений, а является фундаментальным физическим принципом. Например, вместо того, чтобы говорить, что электрон в невозбужденном атоме водорода вращается по окружности радиусом  $r_1 = 0,53 \text{ \AA}$ , квантовая механика утверждает, что электрон теоретически может находиться на любом расстоянии от ядра, но  $r_1$  — его наиболее вероятное значение, которое мы и будем чаще всего получать при измерениях; понятие же траектории в квантовой механике вообще теряет общепринятый смысл.

Однако не следует считать, что квантовая и классическая механика противоречат друг другу. С одной стороны, *кажущаяся определенность классической механики объясняется тем, что она имеет дело с макроскопическими объектами*, состоящими из такого большого количества атомов, что отклонение их поведения от наиболее вероятного незаметно. С другой стороны, при переходе от микро- к макромиру квантовая механика дает результаты, согласующиеся с классическими представлениями, подобно тому как законы релятивистской механики переходят

в классические по мере уменьшения скоростей движения тел. Это является следствием фундаментального *принципа соответствия*, согласно которому любая новая теория, претендующая на более глубокое описание физической реальности, должна включать в себя старую теорию как предельный случай.

В качестве примера рассмотрим, к каким результатам приводит решение однопородных задач в классической и квантовой механике.

## Движение частицы в области потенциальной ямы

**Классическое рассмотрение.** Пусть на некоторой поверхности имеется яма глубиной  $h$  и в ее направлении пущен шарик с некоторой энергией  $E$  (рис. 4.1, *a*). Вначале шарик будет двигаться в направлении ямы. Затем при спуске шарик ускорится, прокатится по дну с максимально возможной скоростью, замедлится на подъеме и при условии, что на него не действуют никакие диссипативные силы и полная механическая энергия сохраняется, будет продолжать двигаться с первоначальной скоростью (энергией). С энергетической точки зрения этот процесс будет выглядеть следующим образом. Если на поверхности потенциальную энергию шарика принять равной нулю, то зависимость  $U(x)$  (т. е. возможные значения  $U$  в рассматриваемой области координаты  $x$ ) будет иметь вид потенциальной ямы глубиной  $U_0 = mgh$ .

Напомним здесь, что *потенциальная яма* — это область возле притягивающего центра, в котором потенциальная энергия меньше, чем в соседних областях. Термин «потенциальная яма» происходит от вида графика, изображающего зависимость потенциальной энергии  $U$  частицы в силовом поле от ее положения в пространстве (в случае одномерного движения — от координаты  $x$ ). Характеристиками потенциальной ямы являются ее ширина  $2a$  (расстояние, на котором проявляется действие сил притяжения) и глубина  $U_0$ , равная разности между значением потенциальной энергии на бесконечно большом расстоянии (обычно принимаемым за нуль) и ее минимальным значением внутри ямы.

На рис. 4.1, *б* отложим значение полной механической энергии тела  $E$  (пунктирная линия), которая будет сохраняться в процессе движения. Полная энергия складывается из кинетической и потенциальной энергий  $E = E_k + U$ , поэтому в области  $x < -b$  тело будет обладать кинети-

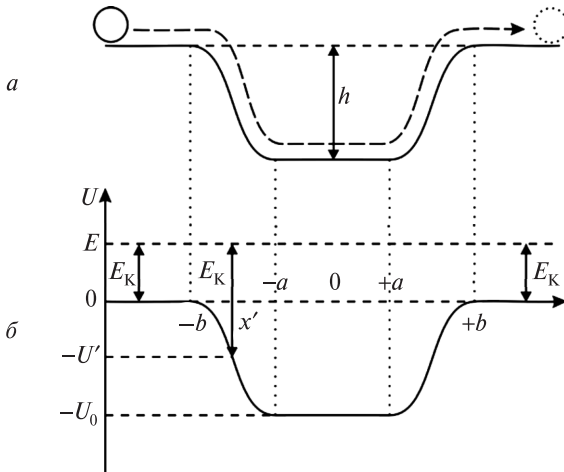


Рис. 4.1

ческой энергией  $E_K = E - 0 = E$ . Поскольку в этой области  $U = \text{const}$ , то выражение  $F(x) = -\frac{dU}{dx}$  равно нулю, т. е. на тело не действуют силы, и оно будет двигаться равномерно в направлении, например, положительных значений  $x$ .

Когда тело попадает в область  $-b < x < -a$ , то на него действует сила, направленная вдоль  $x$  (градиент  $\frac{dU}{dx} < 0$  и  $F(x) > 0$ ), в результате чего возникает ускорение и кинетическая энергия увеличивается, например, до значения  $E'_K = E - (-U') = E + U'$  в точке  $x'$ . На дне ямы тело обладает максимальной кинетической энергией  $E + U_0$  и в пределах  $-a < x < a$  движется равномерно, затем в области  $a < x < b$  замедляется под действием силы, направленной против  $x$  ( $F(x) < 0$ , так как  $\frac{dU}{dx} > 0$ ), и при  $x > b$  движется равномерно с начальной кинетической энергией  $E_K = E$ .

**Квантово-механическое рассмотрение.** Пусть частица движется в области прямоугольной потенциальной ямы глубиной  $U_0$  и шириной  $2a$  (рис. 4.2) и, как в предыдущем случае, во всех областях пространства полная энергия частицы  $E > U(x)$  и сохраняется постоянной. В случае движения свободной частицы массы  $m$  (в отсутствие внешних взаимодействий) ее потенциальная энергия  $U = 0$ , и поэтому кинетическая энергия будет равна полной энергии частицы ( $E_K = E$ ).

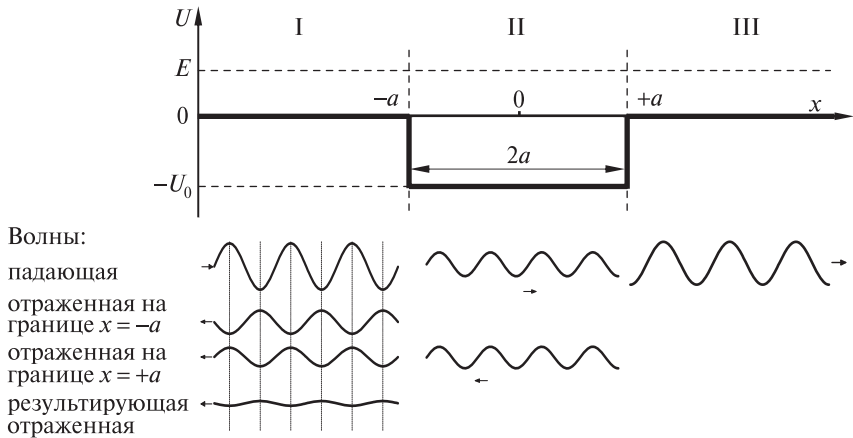


Рис. 4.2

На волновом языке квантовая теория дает для такой задачи результат, который легче понять, если вспомнить об особенностях интерференции света в тонких пленках.

В области I в направлении ямы распространяется волна, которая, как следует из (4.1), при данном значении потенциальной энергии  $U = 0$  имеет длину

$$\lambda_1 = \frac{h}{\sqrt{2mE}}. \quad (4.2)$$

Эта падающая волна частично отражается от границы ямы при  $x = -a$  с изменением фазы на  $\pi$  (потеря полуволны), частично проходит в область II, где кинетическая энергия частицы увеличивается на  $U_0$ , поэтому длина волны уменьшается до

$$\lambda_2 = \frac{h}{\sqrt{2m(E + U_0)}}. \quad (4.3)$$

На границе ямы при  $x = +a$  волна опять частично отражается (без потери полуволны) и частично проходит в область III, где, таким образом, возникает прошедшая волна с длиной  $\lambda_3 = \lambda_1$ . Отраженная от второй границы волна имеет возможность или отразиться от первой границы ямы, или выйти в область I, где она накладывается на волну, отраженную ранее от границы  $x = -a$ .

С корпускулярной точки зрения этот процесс можно интерпретировать следующим образом. Когда частица попадает на границу ямы

$x = -a$ , то существует определенная *вероятность (пропорциональная квадрату амплитуды волны де Бройля)* как ее отражения, так и прохождения в область ямы. Это не означает, что частица должна разделиться: частично отразиться, частично пройти. Просто если имеется поток частиц, то определенная их часть (пропорциональная соответствующей вероятности) отразится, а другая часть пройдет без отражения. Далее частицы после отражений от границ ямы  $x = \pm a$  будут выходить частично в область III, частично в область I.

Продолжим волновое рассмотрение данной задачи. Так как отраженные на границах  $x = -a$  и  $x = +a$  волны когерентны, то результат их сложения в области I зависит от разности фаз  $\Delta\varphi$  между ними, которая, в свою очередь, определяется разностью хода  $\Delta$  и изменением фазы на границах:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_2} \cdot \Delta + \pi. \quad (4.4)$$

Процесс отражения волны между стенками потенциальной ямы, как и в аналогичной оптической задаче, может происходить многократно, поэтому  $\Delta = 4an$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ , однако наибольший вклад в результат дает интерференция однократно отраженных волн, у которых разность хода  $\Delta = 4a$ .

Рассмотрим подробнее два предельных случая, которые приводят к нетривиальным результатам.

1. Если длина волны  $\lambda_2$  окажется равной разности хода  $\Delta$ , т. е. если

$$\lambda_2 = 4a, \quad (4.5)$$

то, согласно формуле (4.4),  $\Delta\varphi = 3\pi$ , и поэтому интерференция двух упомянутых волн приведет к практически полному погашению результирующей отраженной волны (см. рис. 4.2). Поскольку, согласно (4.3),  $\lambda_2$  зависит от  $E$ , то можно сообщить частице такую энергию  $E'$ , чтобы выполнялось соотношение (4.5), т. е. чтобы

$$\frac{h}{\sqrt{2m(E' + U_0)}} = 4a. \quad (4.6)$$

В этом случае отраженной волны практически не будет, число рассеянных частиц минимально, почти все частицы пройдут из области I в область III. Иначе говоря, поток частиц будет вести себя так, как если бы потенциальной ямы вообще не было.

2. Если при увеличении энергии частицы до некоторого значения  $E''$  длина волны  $\lambda_2$  станет такой, что будет выполняться условие

$$\frac{3}{2}\lambda_2 = 4a,$$

т. е.

$$\frac{3}{2} \frac{h}{\sqrt{2m(E'' + U_0)}} = 4a, \quad (4.7)$$

то, согласно (4.4),  $\Delta\phi = 4\pi$ , и поэтому произойдет интерференционное усиление отраженных волн и, естественно, ослабление прошедшей волны. В этом случае число рассеянных частиц будет максимально.

Из формул (4.6) и (4.7) легко получить приближенное соотношение, связывающее энергии  $E'$ ,  $E''$  и глубину потенциальной ямы  $U_0$ :

$$U_0 = 0,8E'' - 1,8E'. \quad (4.8)$$

После того, как определено значение  $U_0$ , можно с помощью формулы (4.6) оценить радиус атома  $a$ .

## Эффект Рамзауэра

Если электрон пролетает на некотором конечном расстоянии от атома, то силы взаимодействия между ними приводят к отклонению электрона от его первоначального направления, т. е. к рассеиванию, при этом с уменьшением скорости (энергии) электрона величина отклонения в большинстве случаев будет возрастать, так как медленные электроны дольше находятся вблизи атома, что приводит к более эффективному их взаимодействию. Причин взаимодействия электрона с нейтральным атомом может быть несколько. Электроны, пролетающие рядом с атомом радиуса  $a$  на расстоянии  $b > a$  от ядра, притягиваются к атому в результате появления у него наведенного электрического дипольного момента, обращенного положительным полюсом к электрону. Для электронов, проходящих близко к ядру ( $b < a$ ), причиной возникновения сил притяжения является уменьшение экранирования ядра электронами оболочки. Более сложные подсчеты учитывают электрон-электронное взаимодействие, релятивизм электрона и другие эффекты.

Итак, при прохождении пучка электронов через газ пучок будет рассеиваться, причем для большинства атомов и молекул эффективное сечение рассеяния  $\sigma$  (отношение потока рассеянных частиц к плотности потока падающих), как и должно быть по классическим представлениям, монотонно убывает с увеличением энергии электронов в пучке (см. пунктирную кривую на рис. 4.3). Однако для некоторых инертных газов (на-

пример, для криптона) на этот плавный ход накладывается резкий провал (сплошная линия на рис. 4.3). При некоторой критической энергии  $E'$  рассеяние заметно уменьшается, вследствие чего электроны проходят через газ почти беспрепятственно. Этот эффект был обнаружен в 1921 г. К. Рамзауэром (прил. 2) и назван в его честь.

Эффект Рамзауэра резко противоречит классической теории рассеяния. Он получил свое объяснение только в квантовой механике после введения гипотезы де Бройля. Эффект Рамзауэра и другие наблюдающиеся экспериментально явления, которые могут быть описаны только с привлечением идей и аппарата квантовой механики, называются *квантовыми эффектами*.

Как уже указывалось выше, при прохождении электрона вблизи атома возникают силы притяжения между этим электроном и системой из ядра и электронов, входящих в состав атома. Поэтому данную ситуацию следует рассматривать как движение электрона в области трехмерной потенциальной ямы с пологими стенками, в сечении похожей на ту, что представлена на рис. 4.1. Такая задача математически очень сложна, поэтому далее будет рассматриваться более простая задача о движении частицы в области одномерной прямоугольной потенциальной ямы (рис. 4.4).

Сразу отметим, что такая модель прямоугольной потенциальной ямы оказывается достаточно хорошим приближением не для всех атомов, а лишь для инертных газов, отличающихся наиболее компактной структурой и резкой внешней границей.

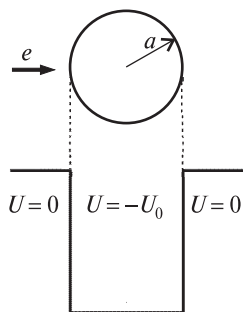


Рис. 4.4

В рамках одномерного случая, рассмотренного в предыдущем разделе, эффект Рамзауэра можно довольно просто объяснить как следствие погашения отраженной (рассеянной) волны при выполнении условия (4.5).

Примечательно, что эффект Рамзауэра не наблюдается в экспериментах с легкими инертными газами, такими как гелий и неон. Этот факт объясняется тем, что у этих атомов соотношение ширины и глубины потенциальной ямы недостаточно, чтобы можно было выполнить соотношение (4.5). Наиболее сильно эффект Рамзауэра выражен для ксенона.

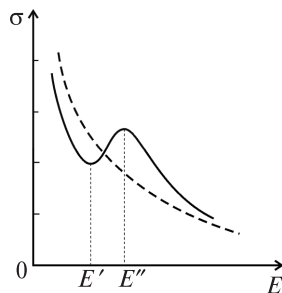


Рис. 4.3

В целом рассмотренная выше одномерная модель является сильно упрощенной, однако она все же позволяет объяснить основные черты эффекта Рамзауэра и получить приближенные количественные соотношения.

## Исследование эффекта Рамзауэра с помощью тиратрона

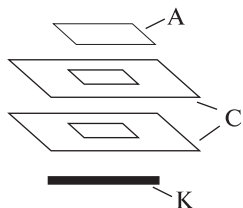


Рис. 4.5

В данной работе эффект Рамзауэра исследуется с помощью тиратрона ТГЗ-0,1/1,3, наполненного ксеноном при низком давлении. Геометрия электродов и их расположение приведены на рис. 4.5.

Между *подогреваемым* катодом К и анодом А расположены две сетки С в виде пластин с прорезями, параллельными катоду и аноду.

Если обе сетки соединить и между ними и катодом приложить ускоряющее напряжение  $V$ , которое регулируется потенциометром  $R_1$  и измеряется вольтметром (рис. 4.6), то ускоренные электроны после прохождения первой сетки будут двигаться с постоянной энергией  $E = eV$  до второй сетки, а потом, если им ничто не мешает, попадут на анод. Количество попавших на анод электронов определяет величину анодного тока. На своем пути электроны могут упруго сталкиваться с атомами ксенона и из-за этого отклоняться от своего первоначального направления движения, т. е. рассеиваться. *Чем больше рассеяние, тем меньше анодный ток* (измеряется микроамперметром), поскольку рассеянные электроны не достигают анода, а попадают на сетки и поглощаются ими.

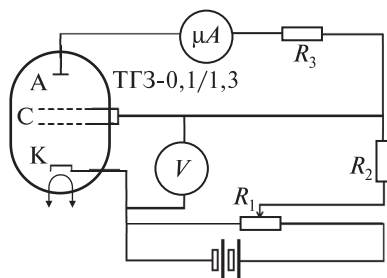


Рис. 4.6

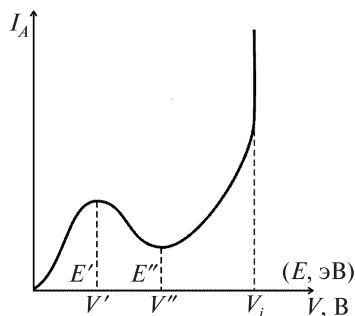


Рис. 4.7



Изменяя ускоряющее напряжение, можно построить вольт-амперную характеристику тиратрона (зависимость анодного тока от ускоряющего напряжения), подобную изображенной на рис. 4.7.

Эта характеристика представляет собой обращенную зависимость эффективного сечения рассеяния электронов от их энергии (см. рис. 4.3), т. е. максимум анодного тока при энергии  $E'$  соответствует Рамзауэровской прозрачности ксенона, а минимум анодного тока при  $E''$  – максимальному рассеянию.

Крутой излом при увеличении напряжения свыше  $V_i$  связан с началом ионизации атомов электронными ударами.

## Порядок выполнения работы

1. Включите установку в сеть и дайте ей прогреться 10 мин.
2. Снимите вольт-амперную характеристику тиратрона, с ее помощью определите критические значения энергии электронов  $E'$  и  $E''$ .
3. По формулам (4.8) и (4.6) рассчитайте глубину  $U_0$  и ширину  $2a$  потенциальной ямы. Обратите внимание, что расчеты следует производить, когда все величины записаны в одной и той же системе единиц.
4. Сравните полученное значение ширины потенциальной ямы с диаметром атома ксенона. Сделайте выводы.

## Контрольные вопросы

1. Сформулируйте гипотезу де Бройля. Какая существует связь между корпускулярными и волновыми характеристиками движущегося объекта?
2. Опишите свойства волн де Бройля. Введите понятие фазовой и групповой скоростей волн де Бройля.
3. Опишите зависимость эффективного сечения рассеяния электронов на различных атомах от энергии электрона.
4. В чем состоит суть эффекта Рамзауэра?
5. Объясните эффект Рамзауэра на одномерной модели.
6. Зарисуйте схему установки для исследования эффекта Рамзауэра.
7. Какие особенности конструкции тиратрона дают возможность регистрировать эффект Рамзауэра?

## Лабораторная работа 5

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ АТОМА ВОДОРОДА

**Цель работы:** рассчитать распределение радиальной электронной плотности вероятности в различных состояниях для атома водорода.

### Волновая функция. Уравнение Шредингера

Для описания и объяснения атомных явлений был необходим более общий подход, который и был развит в 1925–1926 гг. усилиями Э. Шредингера, В. Гейзенберга, М. Борна и др. (прил. 2) при создании квантовой механики. Существует несколько вариантов квантово-механического описания микрообъектов, однако наибольшее распространение получила так называемая волновая механика Шредингера, которая отличается относительной простотой и наглядностью по сравнению с другими разновидностями квантовой механики. Рассмотрим основные особенности этого подхода.

1. Состояние некоторой частицы в квантовой (волновой) механике задается так называемой **волновой функцией**  $\Psi(\vec{r}, t)$ , которая может быть как действительной, так и комплексной.

Согласно М. Борну, квадрат модуля волновой функции определяет вероятность  $dW$  того, что частица будет обнаружена в пределах объема  $dV$ :

$$dW = |\Psi|^2 dV, \quad (5.1)$$

или, другими словами,  $|\Psi|^2$  дает плотность вероятности (вероятность, отнесенную к единице объема) нахождения частицы в данном месте пространства, т. е.

$$|\Psi|^2 = \frac{dW}{dV}.$$

Интеграл от выражения (5.1), взятый по всему пространству, должен быть равен единице:

$$\int_{\infty} dW = \int |\Psi|^2 dV = 1. \quad (5.2)$$

Действительно, этот интеграл определяет вероятность нахождения частицы в одной из точек бесконечного пространства, т. е. вероятность достоверного события, которая равна единице. Условие (5.2) называется *условием нормировки*.

2. Вид волновой функции  $\Psi(\vec{r}, t)$  получается из решения уравнения Шредингера, которое выглядит следующим образом:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (5.3)$$

где  $m$  – масса частицы;  $\hbar$  – постоянная Планка (прил. 2);  $U = U(\vec{r}, t)$  – потенциальная энергия частицы;  $\nabla^2$  – оператор Лапласа:

$$\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}.$$

Для нахождения волновой функции  $\Psi$  частицы необходимо записать вид функции  $U(\vec{r}, t)$  для данной конкретной задачи и решить уравнение (5.3) относительно  $\Psi$ . Иначе говоря, *вид  $\Psi$ -функции определяется функцией  $U$ , т. е. характером сил, действующих на частицу*.

Уравнение Шредингера является основным уравнением квантовой механики в такой же степени, как второй закон Ньютона – основным уравнением классической механики. Уравнение Шредингера не может быть выведено из других соотношений, и его следует рассматривать как исходное основное положение, справедливость которого доказывается тем, что все вытекающие из него следствия самым точным образом согласуются с опытными фактами. По словам М. Борна, *нельзя вывести уравнение Шредингера строго логически; формальные шаги, ведущие к нему, являются, в сущности, лишь остроумными догадками*.

3. Если силовое поле, в котором движется частица, стационарно, т. е. если потенциальная энергия  $U$ , а следовательно, и полная энергия частицы  $E$  явно не зависят от времени, а являются функциями только координат ( $U = U(x, y, z) \neq f(t)$ ,  $E = \text{const}$ ), то решение  $\Psi$  уравнения Шредингера (5.3) можно представить в виде двух сомножителей, один из которых зависит только от координат, другой – только от времени:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}Et}. \quad (5.4)$$

Подставив (5.4) в (5.3), получим

$$-\frac{\hbar^2}{2m}e^{-\frac{i}{\hbar}Et}\nabla^2\psi + U\psi e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = i\hbar\left(-\frac{i}{\hbar}E\right)\psi e^{-\frac{i}{\hbar}Et}.$$

Сократив на общий множитель  $e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$ , приходим к дифференциальному уравнению, определяющему функцию  $\psi(x, y, z)$ :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + U\psi = E\psi. \quad (5.5)$$

Уравнение (5.5) называется уравнением Шредингера для стационарных состояний.

4. Следует отметить, что для любой стационарной задачи, когда  $U \neq U(t)$ , в принципе можно записать и решить также и временное уравнение Шредингера (5.3). В этом случае следует подстановкой (5.4) разделить переменные в (5.3) и решением уравнения (5.5) найти пространственную часть волновой функции  $\psi(x, y, z)$ ; полная волновая функция  $\Psi(x, y, z, t)$  получается умножением  $\psi(x, y, z)$  на временной множитель  $\exp(-iEt/\hbar)$ .

Иначе говоря, в случае стационарной задачи решение уравнения (5.5), зависящее только от координат  $\psi(x, y, z)$ , можно просто домножить на временной множитель; результат умножения  $\Psi(x, y, z, t)$  также будет решением задачи.

5. Поскольку волновая функция, с одной стороны, имеет вероятностный смысл, а с другой — является решением уравнения Шредингера, т. е. дифференциального уравнения второго порядка, то на нее накладываются определенные, так называемые **стандартные условия**:

- волновая функция  $\Psi$  должна быть *конечна, непрерывна, однозначна*;
- производные  $\frac{\partial\Psi}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial\Psi}{\partial y}$ ,  $\frac{\partial\Psi}{\partial z}$  должны быть *непрерывны*;
- волновая функция должна быть *квадратично интегрируема*, т. е.

интеграл  $\int|\Psi|^2 dV$  должен быть конечным.

6. В большинстве случаев имеют дело со стационарным уравнением Шредингера (5.5). Структура этого уравнения такова, что оно имеет решения, удовлетворяющие стандартным условиям, не при любых значениях  $E$  (т. е. энергии частицы), а лишь при некоторых избранных значениях. Каждому из этих значений могут соответствовать одна (вырождение отсутствует) или некоторое количество  $k'$  волновых функций ( $k'$  — кратное вырождение).

## Решение уравнения Шредингера для атома водорода

Атом водорода представляет собой систему, состоящую из электрона, который обращается в кулоновском поле ядра (протона) на расстоянии  $r$  от него. Потенциальная энергия такой системы не зависит от времени:

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

где  $k = 9 \cdot 10^9$  м/Ф в СИ и  $k = 1$  в системе СГС.

Это выражение для потенциальной энергии следует подставить в стационарное уравнение Шредингера (5.5) и решить его с учетом стандартных условий, накладываемых на волновую функцию. Так как силовое поле, создаваемое ядром, сферически симметрично, то решать эту задачу удобнее в сферических координатах  $r, \theta, \varphi$ . Результат решения сводится к следующему.

1. Уравнение решается только при определенных, образующих дискретный ряд значениях параметра  $E$ :

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

где  $m_e$  — масса электрона;  $e$  — элементарный заряд;  $n = 1, 2, 3, \dots$ .

Эти значения и являются возможными (разрешенными) значениями энергии атома водорода.

2. Возможные волновые функции электрона в атоме водорода могут быть записаны в виде произведения трех составляющих, каждая из которых зависит от одной из координат сферической системы:

$$\begin{aligned} \Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) &= R_{nl}(r) \cdot \Theta_{lm}(\theta) \cdot \Phi_m(\varphi) = \\ &= e^{-\frac{r}{nr_1}} \underbrace{\sum_{i=1}^{n-1} b_i r^i}_{R} \cdot \underbrace{\sin^{l-|m|} \theta \sum_{i=0}^{l-|m|} a_i \cos^i \theta}_{\Theta} \cdot \underbrace{c e^{im\varphi}}_{\Phi}, \end{aligned} \quad (5.6)$$

где  $r_1$  — так называемый первый боровский радиус, причем

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e k e^2} \approx 0,53 \text{ \AA}.$$

Функции (5.6) являются решением уравнения Шредингера лишь при определенных значениях чисел  $n, l, m$ , которые взаимосвязаны следующим образом:

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

Значения коэффициентов  $b_l, a_l$  и  $c$  в выражении (5.6) находятся для каждого состояния исходя из условия нормировки (5.2), которое в сферических координатах, где элементарный объем  $dV = r^2 \sin\theta dr d\theta d\varphi$ , распадается на три условия:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty |R|^2 r^2 dr &= 1, \\ \int_0^\pi |\Theta|^2 \sin\theta d\theta &= 1, \\ \int_0^{2\pi} |\Phi|^2 d\varphi &= 1. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Возьмем, например,  $n = 1$ . Энергия атома в этом случае минимальна (основное состояние):

$$E_1 = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2} = -13,56 \text{ эВ}.$$

Остальные два квантовых числа  $l$  и  $m$  могут иметь только нулевые значения, а энергии  $E_1$  соответствует только одна волновая функция  $\psi_{100}$  (вырождение отсутствует).

При  $n = 2$  квантовое число  $l$  может принимать значения 0 и 1, причем при  $l = 0$   $m = 0$ , а при  $l = 1$   $m = 0, \pm 1$ . В конечном счете значению  $n = 2$  соответствуют четыре различные состояния, описываемые волновыми функциями  $\psi_{200}, \psi_{210}, \psi_{211}, \psi_{21-1}$ , и каждому из них соответствует одна и та же энергия  $E_2$  (четырёхкратное вырождение). Схематично:

$$\left. \begin{array}{l} n = 2, l = 0, m = 0 \\ \\ n = 2, l = 1, m = 0, \pm 1 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} \psi_{200} \\ \\ \psi_{210} \\ \psi_{211} \\ \psi_{21-1} \end{array} \right\} \end{array} E_2 = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2 2^2} = \frac{E_1}{4}.$$

Аналогично при  $n = 3$  возможны девять состояний, описываемых волновыми функциями:

$$\psi_{300}, \psi_{310}, \psi_{311}, \psi_{31-1}, \psi_{320}, \psi_{321}, \psi_{32-1}, \psi_{322}, \psi_{32-2},$$

и во всех этих состояниях атом обладает одной и той же энергией  $E_3 = E_1 / 9$  (девятикратное вырождение).

Рассмотрим конкретный вид нескольких первых волновых функций.

1.  $n = 1, l = 0, m = 0$ . Подставляя эти значения в (5.6), получаем

$$\Psi_{100} = R_{10} \Theta_{00} \Phi_0 = b_0 e^{-r/r_1} \cdot a_0 \cdot c. \quad (5.8)$$

Применение условий нормировки дает:

$$b_0 = \frac{2}{r_1^{3/2}}, \quad a_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad c = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}.$$

Подставив эти значения в (5.8), получим волновую функцию основного (невозбужденного) состояния атома водорода

$$\Psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{\pi r_1^3}} e^{-r/r_1}. \quad (5.9)$$

Так как эта функция не зависит от углов  $\theta$  и  $\varphi$  (сферически симметрична), то вероятность обнаружить электрон на данном расстоянии  $r$  от ядра будет одинакова по всем направлениям.

Найдем вероятность нахождения электрона в пределах элементарного слоя, ограниченного сферами с радиусами  $r$  и  $r + dr$  (рис. 5.1).

Объем этого слоя  $dV = 4\pi r^2 dr$  и соответствующая вероятность, согласно (5.1) и (5.9), запишется в виде

$$dW = |\Psi_{100}|^2 4\pi \cdot r^2 dr = \frac{4}{r_1^3} \cdot e^{-2r/r_1} \cdot r^2 dr.$$

Введем радиальную плотность вероятности  $\rho$  следующим образом:

$$\rho_{100}(r) = \frac{dW}{dr} = \frac{4}{r_1^3} \cdot e^{-2r/r_1} \cdot r^2. \quad (5.10)$$

Графически эта функция изображается кривой, приведенной на рис. 5.2. Максимум кривой при  $r = r_1 \approx 0,53 \text{ \AA}$  свидетельствует о том, что для атома водорода, находящегося в основном состоянии, наиболее вероятное удаление электрона от ядра соответствует первому боровскому радиусу.

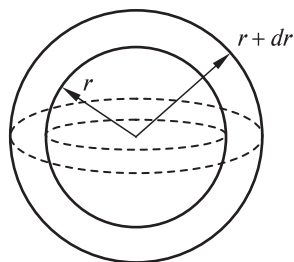


Рис. 5.1

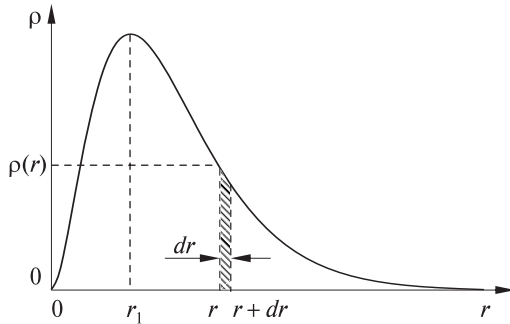


Рис. 5.2

Если вероятность нахождения электрона в сферическом слое толщиной  $dr$ , удаленном на расстоянии  $r$  от ядра, равна  $dW$ , то величина, введенная как  $\rho = \frac{dW}{dr}$ , называется радиальной плотностью вероятности. Если зависимость  $\rho(r)$  задана графически, то величина  $dW$  определяется как площадь прямоугольника с основанием  $dr$  и высотой  $\rho(r)$ , восстановленного на расстоянии  $r$  от начала координат (площадь заштрихованного прямоугольника).

2. При  $n = 2, l = 0, m = 0$  для волновой функции, согласно (5.6), при учете (5.7), можно получить

$$\psi_{200} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi} \cdot r_1^3} \cdot \left(1 - \frac{r}{2r_1}\right) \cdot e^{-r/(2r_1)}.$$

Эта функция также сферически симметрична, поэтому и здесь естественно ввести радиальную плотность вероятности, которая запишется следующим образом:

$$\rho_{200}(r) = \frac{1}{2r_1^3} \cdot \left(1 - \frac{r}{2r_1}\right)^2 \cdot e^{-r/r_1} \cdot r^2. \quad (5.11)$$

3. При  $n = 2, l = 1, m = 0$  волновая функция имеет вид

$$\psi_{210} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi} \cdot r_1^5} \cdot e^{-r/(2r_1)} \cdot r \cdot \cos\theta.$$

4. При  $n = 2, l = 1, m = +1$

$$\psi_{211} = \frac{1}{8\sqrt{\pi} \cdot r_1^5} \cdot e^{-r/(2r_1)} \cdot r \cdot \sin\theta \cdot e^{-i\varphi}.$$



5. При  $n = 2$ ,  $l = 1$ ,  $m = -1$

$$\Psi_{21-1} = \frac{1}{8\sqrt{\pi \cdot r_1^5}} \cdot e^{-r/(2r_1)} \cdot r \cdot \sin\theta \cdot e^{i\varphi}.$$

## Порядок выполнения работы

1. Рассчитайте и постройте графики зависимостей:
  - $\rho_{100}(r)$  по формуле (5.10) для  $0 \leq r \leq 2 \text{ \AA}$  с шагом  $0,1 \text{ \AA}$ ;
  - $\rho_{200}(r)$  по формуле (5.11) для  $0 \leq r \leq 1,5 \text{ \AA}$  через каждые  $0,1 \text{ \AA}$ , для  $1,5 \leq r \leq 3,5 \text{ \AA}$  — через  $0,25 \text{ \AA}$  и для  $3,5 \leq r \leq 7 \text{ \AA}$  — через  $0,5 \text{ \AA}$ .
2. Проанализируйте полученные результаты, сделайте выводы.

## Контрольные вопросы

1. Перечислите стандартные условия, накладываемые на волновую функцию. Откуда они возникают?
2. В чем состоит физический смысл распределения плотности в электронном облаке?
3. Что определяет квадрат модуля волновой функции?
4. Что характеризуют квантовые числа: главное, орбитальное и магнитное? Какие значения они могут принимать?
5. Какова кратность вырождения уровней энергии атома водорода?
6. Раскройте квантово-механический смысл первого боровского радиуса.
7. Каковы правила квантования орбитального механического и собственного механического моментов импульса электрона? Их проекций на направление внешнего магнитного поля?
8. Почему атом водорода может иметь одну и ту же энергию, находясь в различных состояниях?

## Лабораторная работа 6

# СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ДЛЯ ФОТОНОВ

**Цель работы:** исследовать дифракцию света на узкой щели; объяснить дифракционную картину с волновой точки зрения и с помощью соотношения неопределенностей.

### Корпускулярно-волновой дуализм

В труде «Оптика, или Трактат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света» (1672) И. Ньютон выдвинул, в сущности, две гипотезы, касающиеся природы света, – корпускулярную и волновую, предвосхитив тем самым основную идею квантовой механики. По Ньютону, с одной стороны, *«распространение света – это движение корпускул, причем более крупные корпускулы, попадая в глаз, создают в мозгу ощущение красного цвета, более мелкие – фиолетового»*, с другой стороны – *«наибольшие колебания эфира дают ощущение красного цвета, наименьшие и наиболее короткие – фиолетового, а промежуточные – промежуточных цветов»*.

Более поздними теоретическими и экспериментальными исследованиями Х. Гюйгенса, О. Ж. Френеля, Т. Юнга, Дж. К. Максвелла и других было неопровержимо установлено, что распространение света следует рассматривать как волновой процесс – *«процесс распространения электромагнитных волн»*. Однако в 1900 г. для решения проблемы абсолютно черного тела М. Планк (прил. 2) был вынужден предположить, что испускание и поглощение электромагнитного излучения может происходить лишь определенными энергетическими порциями, равными или кратными величине  $E = h\nu$ , где  $h$  – постоянная Планка,  $\nu$  – частота излучения. Гипотеза квантов энергии оказалась чрезвычай-

но плодотворной. Она позволила объяснить целый ряд явлений, непонятных с точки зрения классических представлений, и, в сущности, открыла новую эру в физике.

Далее было вполне естественным предположить, что между актами испускания и поглощения электромагнитное излучение распространяется такими же порциями, хотя не было экспериментальных оснований отождествлять эти порции с какими-либо материальными объектами конечных размеров (корпускулами). Лишь в 1922 г. А. Комптон (прил. 2) открыл явление изменения длины волны электромагнитного излучения при рассеянии его веществом — явление, которое можно было объяснить только в том случае, если рассматривать излучение как *поток материальных частиц*, которые Комптон назвал фотонами. Таким образом, было установлено, что свету, как и любому электромагнитному излучению, присуща двойственность свойств (дуализм): в одних экспериментах излучение ведет себя как волна, в других — как поток частиц.

В 1923 г. Л. де Бройль (прил. 2) распространил идею о двойственной природе света на любые микрочастицы, предположив, что их движение можно интерпретировать как распространение некоторой волны, причем формальная связь между корпускулярными и волновыми характеристиками осуществляется с помощью следующих соотношений:

$$E = h\nu, \quad (6.1, a)$$

$$p = h/\lambda, \quad (6.1, б)$$

где  $E$  и  $p$  — энергия и импульс частицы соответственно;  $\nu$  и  $\lambda$  — частота колебаний и длина волны, связанной с частицей, соответственно;  $h$  — постоянная Планка.

Выражения (6.1, *a*) и (6.1, *б*) называются *соотношениями де Бройля*. Несмотря на свою необычность, гипотеза де Бройля вскоре была подтверждена экспериментально. В 1927 г. К. Дэвиссон и Л. Джермер (прил. 2) наблюдали дифракцию электронов на кристаллической решетке монокристалла никеля. О. Штерн (прил. 2) и его сотрудники показали, что дифракционные явления обнаруживаются также у атомных и молекулярных пучков.

Далее, естественно, возник вопрос о том, какова природа волн де Бройля и как физически можно связать с одним и тем же объектом столь противоположные понятия, как понятия волны и частицы. По словам М. Борна, «для нас это в самом деле очень серьезный вопрос, ибо... корпускулярные и волновые идеи нельзя совместить в пределах монолитного и непротиворечивого формализма, не поступившись некоторыми фундаментальными классическими принципами». Иначе говоря, «все процессы можно интерпретировать либо в терминах корпускул, либо в терми-

нах волн», но, чтобы обе интерпретации приводили к разумным результатам и не противоречили друг другу, неизбежно приходится наделить эти корпускулы и волны некоторыми специфическими свойствами, не имеющими аналога в классической физике.

Так, оказывается, что волна де Бройля (точнее, квадрат ее амплитуды) характеризует вероятность нахождения частицы в той или иной точке пространства, и любой механический процесс сопряжен с волновым процессом – процессом распространения вероятностной волны. С другой стороны, сами частицы как таковые должны обладать необычным с точки зрения классических представлений свойством – подчиняться так называемому соотношению неопределенностей.

## Соотношение неопределенностей

Согласно В. Гейзенбергу (прил. 2), само понятие корпускулы (как и понятие волны) следует подвергнуть критическому анализу. Действительно, мы можем говорить о некоторой частице лишь в том случае, если известно, где она находится и куда движется.

Иначе говоря, с понятием частицы неразрывно связано предположение, что она в любой момент времени имеет строго определенные координаты и обладает строго определенным импульсом.

Нетривиальным, однако, является вопрос: возможно ли (хотя бы в принципе) *точно измерить* и координату частицы, и ее импульс в данный момент времени?

Обычно поведение того или иного объекта исследуется оптическим путем: его освещают и, регистрируя рассеянный свет, судят о местоположении и характере его движения. Допустим, нам необходимо локализовать некоторую частицу, например электрон.

Пусть электрон находится против объектива микроскопа (рис. 6.1, а) и на него падает свет с длиной волны  $\lambda$ , или, что то же самое, поток фотонов с импульсами  $p_f = h / \lambda$ .

Электрон будет зарегистрирован наблюдателем только в том случае, если рассеянный фотон попадает в пределы угла  $2\alpha$ , где  $\alpha$  – апертура объектива. Следовательно, о направлении импульса рассеянного фотона можно судить лишь с некоторой *неопределенностью*, которую можно зафиксировать соотношением (рис. 6.1, б)

$$\Delta p_{fx} = 2 p_f \sin \alpha = 2 \frac{h}{\lambda} \sin \alpha. \quad (6.2)$$

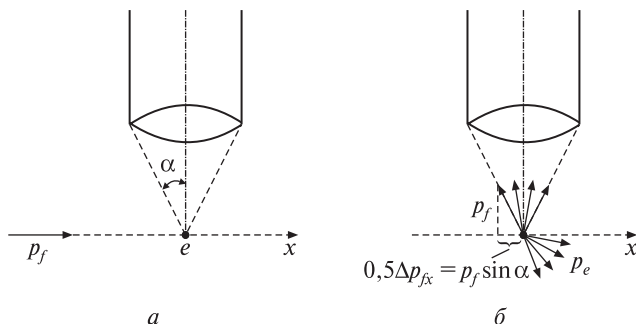


Рис. 6.1

Согласно корпускулярным представлениям, электрон после столкновения испытывает отдачу, приобретая некоторый импульс. Направление этого импульса является неопределенным в такой же мере, как и направление рассеявшегося светового кванта, т. е.  $\Delta p_{ex} \approx \Delta p_{fx}$ , или, с учетом (6.2),

$$\Delta p_{ex} \approx 2 \frac{h}{\lambda} \sin \alpha. \quad (6.3)$$

С другой стороны, в процессе этого же эксперимента положение электрона можно определить не точнее, чем с некоторой погрешностью (неопределенностью), равной разрешающей способности микроскопа:

$$\Delta x_e = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}. \quad (6.4)$$

Перемножая (6.3) и (6.4), получаем, что для электрона

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \approx h. \quad (6.5)$$

Разумеется, такие же соотношения справедливы для  $y$ - и  $z$ -компонент импульса:

$$\Delta p_y \cdot \Delta y \approx h, \quad (6.6)$$

$$\Delta p_z \cdot \Delta z \approx h. \quad (6.7)$$

Соотношения (6.5)–(6.7) называются *соотношениями неопределенностей* для координаты и импульса и могут быть сформулированы следующим образом:

координату частицы и соответствующую проекцию импульса можно *одновременно* (в процессе одного измерения) определить лишь с погрешностями (неопределенностями) такими, что их произведение оказывается величиной порядка  $h$ .

Приведенный анализ не следует рассматривать как строгий вывод, а лишь как некоторые физические соображения, приводящие к соотношению неопределенностей с точностью до порядка величин.

В книге «Физика атомного ядра» В. Гейзенберг так охарактеризовал открытый им закон природы: «*Никогда нельзя одновременно точно знать оба параметра, решающим образом определяющие движение такой мельчайшей частицы: ее место и скорость. Никогда нельзя одновременно знать, где она находится, как быстро и в каком направлении движется. Если ставят эксперимент, который точно показывает, где она находится в данный момент, то движение нарушается в такой степени, что частицу после этого даже нельзя снова найти. И наоборот, при точном измерении скорости картина места полностью смазывается*».

## Дифракция на щели

В качестве примера рассмотрим вопрос о дифракции света на щели. Результат волновой интерпретации этой задачи общеизвестен: если плоская волна падает на щель, ширина которой  $\Delta y$  соизмерима с длиной волны  $\lambda$ , то на экране за щелью наблюдается дифракционная картина, причем большая часть энергии прошедшей волны приходится на первый максимум, пределы которого определяются величиной угла  $\alpha$  (рис. 6.2, а).

Величины  $\Delta y$ ,  $\lambda$  и  $\alpha$  связаны между собой следующим образом:

$$\Delta y \cdot \sin \alpha = \lambda. \quad (6.8)$$

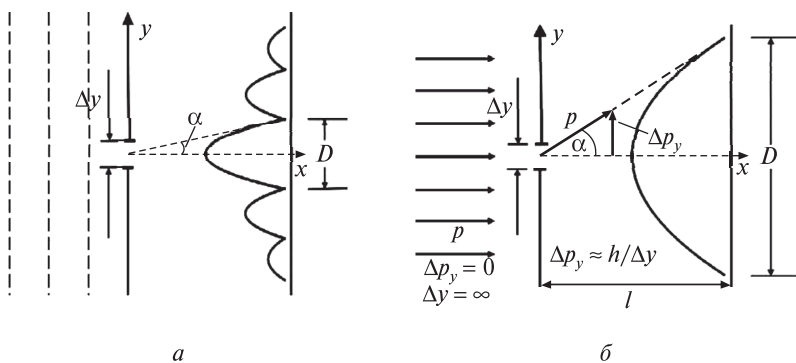


Рис. 6.2

Если же интерпретировать свет как поток частиц (фотонов), но описывать их движение по законам классической механики, то соотношение, подобного (6.8), получить не удастся. Иначе обстоит дело, если считать, что поведение частиц подчиняется соотношению неопределенностей (соотношение неопределенностей справедливо не только для фотонов, но и для электронов, нейтронов и других микрочастиц).

Пусть на щель шириной  $\Delta y$  падает поток частиц (рис. 6.2, б) и известно, что они движутся строго в направлении  $x$ , т. е.  $p = p_x$ ,  $p_y = 0$ . В этом случае неопределенность  $y$ -компоненты импульса  $\Delta p_y = 0$  и, согласно (6.6), неопределенность координаты  $\Delta y = \infty$ . Действительно, в области пространства до щели нет никакого прибора, регистрирующего координаты частиц, и их положение оказывается совершенно неопределенным.

Очевидно, что за щель проникнут только те частицы, которые движутся в пределах  $\Delta y$ , т. е. щель в данном случае является измерительным прибором, позволяющим определить координату частиц с конечной погрешностью (неопределенностью)  $\Delta y$ .

Однако такая локализация частицы должна привести, согласно (6.6), к появлению конечной неопределенности соответствующей компоненты импульса, достигающей величины

$$\Delta p_y \approx \frac{h}{\Delta y}. \quad (6.9)$$

Из геометрических соображений (см. рис. 6.2, б) следует, что

$$\Delta p_y = p \cdot \sin \alpha. \quad (6.10)$$

Сравнивая формулы (6.9) и (6.10) с учетом (6.1, б), получаем

$$\Delta y \cdot \sin \alpha \approx \lambda. \quad (6.11)$$

Таким образом, из соотношения неопределенностей следует, что сам факт наличия щели (измерительного прибора) приводит к отклонению траектории частиц в пределах, которые интерпретируются волновой теорией как ширина первого дифракционного максимума.

Как следует из корпускулярного рассмотрения данного явления (см. рис. 6.2, б), ширина максимума  $D$  прямо пропорциональна неопределенности  $\Delta p_y$ , которая, в свою очередь, обратно пропорциональна  $\Delta y$  (см. соотношение (6.9)). Таким образом, согласно соотношению неопределенностей, размеры щели и дифракционного максимума должны быть связаны обратной зависимостью  $D \sim 1/\Delta y$ , которая экспериментально проверяется в данной работе.

## Порядок выполнения работы

Установка состоит из источника света (гелий-неоновый лазер), калиброванной щели и экрана.

1. Включите лазер.
2. Уменьшая ширину щели, зафиксируйте положение, при котором исчезает изображение на экране. Соответствующее показание микрометрического винта можно принять за нулевое.
3. Произведите измерения ширины первого дифракционного максимума  $D$  для значений ширины щели  $\Delta u$  в указанных преподавателем пределах (например, от 0,03 до 0,25 мм) с шагом 0,01 мм.
4. Полученную зависимость  $D = f(\Delta u)$  представьте в виде таблицы и графика. Постройте также зависимость  $D \sim 1/\Delta u$  или  $\Delta u \sim 1/D$  (должна получиться линейной).
5. Измерьте расстояние от щели до экрана и по результатам опыта, используя (6.11), оцените длину волны  $\lambda$  используемого излучения. Сравните полученный результат с длиной волны излучения лазера, используемого в работе.

## Контрольные вопросы

1. Каково универсальное соотношение между групповой и фазовой скоростями волн де Бройля?
2. Чему равны фазовая и групповая скорости фотона?
3. Чем отличаются описания классических частиц и микрочастиц?
4. Опишите мысленный опыт Гейзенберга.
5. Запишите соотношение неопределенностей для координаты и импульса и сформулируйте его.
6. Опишите дифракцию фотонов на щели с волновой и корпускулярной точек зрения.
7. Запишите соотношение неопределенности между энергией и временем.
8. Как, исходя из соотношения неопределенности, объяснить наличие естественной ширины спектральных линий?



## Лабораторная работа 7

### СПЕКТР АТОМА НАТРИЯ

**Цель работы:** на примере атомов щелочных металлов изучить теорию многоэлектронных атомов; исследовать спектр атома натрия в видимой области; рассчитать энергетические уровни и определить принадлежность линий к той или иной серии.

### Спектры

Спектр излучения или поглощения вещества — это в некотором роде его паспорт. Каждый химический элемент обладает своим уникальным спектром. Изучая спектр электромагнитного излучения некоторого вещества, можно определить его качественный и количественный состав или провести сравнительный анализ нескольких образцов между собой. Спектроскопические методы очень широко используются в научно-практической деятельности человека (металлургия, пищевая промышленность, медицина, криминалистика и др.). Чаще всего изучаются оптические спектры исследуемого вещества.

По внешнему виду спектры делят на три типа: сплошные, полосатые и линейчатые. *Накаленными твердыми телами испускаются сплошные спектры. У газообразных веществ наряду со сплошной областью наблюдаются полосатые и линейчатые спектры.*

В полосатом спектре полосы кажутся сплошными, однако при наблюдении в спектральный прибор с высокой разрешающей способностью они оказываются состоящими из множества близко расположенных спектральных линий. Такие полосатые спектры испускаются отдельными возбужденными молекулами и поэтому называются молекулярными.

Линейчатые спектры состоят из ряда отдельно расположенных относительно узких спектральных линий. Такие спектры испускаются

отдельными возбужденными атомами и поэтому называются атомными спектрами.

Следует отметить, что спектры атомов многих элементов хорошо изучены еще в конце XIX в. Было установлено, что атомы излучают множество спектральных линий в широком диапазоне длин волн: инфракрасном, видимом, ультрафиолетовом. Причем взаимное расположение линий строго определено для атомов каждого элемента, что позволяет однозначно идентифицировать атомы по их спектрам (как по отпечаткам пальцев). Кроме того, в спектрах некоторых элементов наблюдается довольно строгая закономерность в расположении линий: они группируются в так называемые спектральные серии. Наиболее четко серии просматриваются в спектрах атомов водорода и щелочных металлов.

Линейчатые спектры испускаются отдельными атомами, поэтому, естественно, эти спектры несут в себе информацию о внутренней структуре атомов, хотя увязать все эти вещи в рамках некоей единой теории оказалось весьма не просто. Тем не менее богатый эмпирический материал, накопленный при изучении спектров, послужил основным фундаментом, на котором развивалась теория строения атома.

## Атом водорода

Первую удачную попытку создания теории атома предпринял в 1913 г. Н. Бор (прил. 2). В основу теории были положены следующие постулаты.

1. *Атомы могут пребывать только в определенных стационарных состояниях, в которых они не излучают и не поглощают энергию. В этих состояниях атомы обладают энергиями, образующими дискретный ряд:*

$$E_1, E_2, E_3, \dots \quad (7.1)$$

2. *Атомы могут излучать и поглощать энергию лишь при переходах из одного стационарного состояния в другое, причем частоты излучения (поглощения) определяются правилом:*

$$h\nu = E_i - E_j, \quad (7.2)$$

где  $h$  – постоянная Планка (прил. 2).

Эти постулаты противоречили общепринятому пониманию классической электродинамики, однако по сути оказались верными и были подтверждены всем дальнейшим развитием физики. Основываясь на этих постулатах, Н. Бор и А. Зоммерфельд (прил. 2) развили теорию атома водорода, которая позволила вычислить энергии атома в стационарных состояниях (7.1) и с помощью правила частот Бора (7.2) опреде-

лить частоты (и длины волн) излучаемых линий, причем теоретически полученные результаты превосходно согласуются с экспериментальными данными по спектру атома водорода. Кроме того, оказалось возможным, по крайней мере качественно, объяснить поведение атома водорода во внешних электрическом и магнитном полях (эффекты Штарка и Зеемана). Однако, несмотря на очевидные достижения, эта так называемая «старая» квантовая теория не могла объяснить ряд более тонких эффектов и, что самое существенное, была внутренне противоречива: в ней одновременно уживались как чисто квантовые представления типа боровских постулатов (7.1) и (7.2), так и чисто классические представления о движении электрона в кулоновском поле ядра.

Многие проблемы теории атома были разрешены после создания в 20-е гг. XX в. «новой» квантовой механики, которая существует в нескольких разновидностях, но наиболее распространена в виде так называемой волновой механики. В ее основе лежит уравнение Шредингера (прил. 2), которое для стационарных состояний имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi(\vec{r})+U(\vec{r})=E\psi(\vec{r}), \quad (7.3)$$

где  $\hbar = h/(2\pi)$  – постоянная Планка;  $\Delta$  – оператор Лапласа;  $U(\vec{r})$  – потенциальная энергия;  $\psi(\vec{r})$  – волновая функция;  $E$  – полная энергия.

Информация о данной конкретной задаче вводится в уравнение в виде потенциальной энергии  $U(\vec{r})$ , после чего находят функции  $\psi(\vec{r})$ , которые решают это дифференциальное уравнение второго порядка, и возможные значения энергии  $E$ . Возможные состояния описываются волновыми функциями  $\psi(\vec{r})$ , квадрат модуля которой  $|\psi(\vec{r})|^2$  определяет вероятность того, что частица находится в объеме  $dV$ :

$$dW = |\psi(\vec{r})|^2 dV,$$

или, другими словами,  $|\psi(\vec{r})|^2$  есть плотность вероятности (вероятность, отнесенная к единице объема) нахождения частицы в данной области пространства:

$$|\psi(\vec{r})|^2 = \frac{dW}{dV}.$$

Следует отметить, что в стационарном уравнении Шредингера (7.3) переменными являются координаты  $\vec{r}$ , а его решением – функции, зависящие только от координат  $\psi(\vec{r})$ . Однако существует и временное уравнение Шредингера, которое наряду с координатами  $\vec{r}$  содержит в качестве переменной и время  $t$ ; решением такого уравнения являются функции вида  $\Psi(\vec{r}, t)$ . Однако в случае замкнутых систем полная энер-

гия остается постоянной, а потенциальная энергия зависит только от координат и не зависит от времени, и в этом случае можно ограничиться решением стационарного уравнения Шредингера.

Для атома водорода, который представляет собой систему из протона и электрона, находящихся на расстоянии  $r$  друг от друга, потенциальная энергия имеет вид

$$U(\vec{r}) = -\frac{ke^2}{r},$$

где  $k = 1$  в системе СГС и  $k = 9 \cdot 10^9$  м/Ф в СИ.

После подстановки этого выражения в уравнение Шредингера (7.3) и его решения получают волновые функции электрона:

$$\Psi_{n,l,m_l}(r,\theta,\varphi), \quad (7.4, a)$$

а также возможные значения энергии атома водорода:

$$E_n = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2 n^2}, \quad (7.4, б)$$

где  $m_e$  — масса электрона;  $e$  — элементарный заряд;  $\hbar$  — постоянная Планка.

Волновые функции как функции сферических координат  $r$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  имеют вид полиномов, вид и количество членов в которых определяется комбинациями взаимосвязанных квантовых чисел  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$ , которые принимают значения:

главное квантовое число	$n = 1, 2, 3, \dots;$	
орбитальное квантовое число	$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1;$	(7.5)
магнитное квантовое число	$m_l = 0, \pm 1, \dots, \pm l = -l, -l + 1, \dots, l.$	

Характерно, что энергии атома оказываются дискретными (см. первый постулат Бора) и определяются только одним главным квантовым числом  $n$ .

Далее, применяя так называемый операторный метод, из волновой функции можно получить возможные значения орбитального момента импульса электрона  $M_l$  и его проекций на выделенное направление  $M_{l_z}$  (например, направление вектора  $\vec{B}$  магнитного поля), которые выражаются через квантовые числа  $l$  и  $m_l$  соответственно:

$$M_l = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar,$$

$$M_{l_z} = m_l \hbar.$$

Далее следует отметить, что электрон независимо от того, находится ли он в атоме или свободен, обладает так называемым **спиновым моментом импульса**  $M_s$ , который может иметь две проекции на выде-

ленное направление  $M_{sz}$ . Это явление может быть формально описано по аналогии с орбитальным моментом импульса как

$$M_s = \sqrt{s(s+1)} \cdot \hbar, \text{ где } s = 1/2, \quad (7.6)$$

$$M_{sz} = m_s \hbar, \text{ где } m_s = -s, \dots, +s = \pm 1/2, \quad (7.7)$$

где  $s$  и  $m_s$  – спиновые квантовые числа, которые для одного электрона имеют строго определенные приведенные выше значения. В отличие от орбитального спиновый момент импульса не является следствием решения уравнения Шредингера, а был введен для объяснения некоторых экспериментальных фактов (например, опыта Штерна – Герлаха<sup>1</sup>) и иногда истолковывается как некий релятивистский эффект. Спин оказывает определенное влияние на свойства атома, поскольку спиновый и орбитальный моменты должны складываться в результирующий момент импульса электрона  $M_j$  со своими возможными проекциями  $M_{jz}$ , которые аналогично записываются через свои квантовые числа  $j$  и  $m_j$ :

$$M_l + M_s \rightarrow M_j = \sqrt{j(j+1)}\hbar, \quad (7.8)$$

$$M_{jz} = m_j \hbar, \quad (7.9)$$

где  $m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j$ .

Этот момент импульса  $M_j$  называют **полным, спин-орбитальным** или **внутренним моментом электрона**. Для определения  $M_j$  и  $M_{jz}$  необходимо знать значения квантовых чисел  $j$  и  $m_j$ , которые находят из известных квантовых чисел  $l, s, m_l, m_s$  по следующему правилу:

$$j = |l - s|, |l - s| + 1, \dots, l + s - 1, l + s, \quad (7.10)$$

$$m_j = m_l + m_s, \quad (7.11)$$

причем в выражении (7.11) имеется в виду последовательное алгебраическое сложение всех возможных значений  $m_l$  и  $m_s$ .

Таким образом, атом водорода можно описать с помощью квантовых чисел  $n, l, m_l, s, m_s, j, m_j$ , которые определяют волновые функции, энергии, соответствующие моменты импульса и их проекции. В каждом конкретном случае можно использовать те квантовые числа, которые наиболее удобны и полезны для описания того или иного явления.

<sup>1</sup>Опыт Штерна – Герлаха – опыт, который продемонстрировал квантование магнитного момента атома и доказал наличие у электрона внутреннего момента (спина), равного  $\hbar/2$ . Впервые был поставлен в 1922 г. О. Штерном и В. Герлахом (прил. 2). Во время эксперимента пучок атомов серебра пропускался через область сильно неоднородного магнитного поля. Вопреки предсказаниям, сделанным на основе классической механики, пучок разделялся на две части.

Так, весьма существенно знать, как влияет спин и его взаимодействие с орбитальным моментом (спин-орбитальное взаимодействие) на возможные значения энергии атома водорода. Эта задача была решена в 1916 г. А. Зоммерфельдом и в 1928 г. П. Дираком (прил. 2), которые из независимых соображений получили следующее выражение:

$$E_{n,j} = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} \left[ 1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left( \frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{4} \right) \right], \quad (7.12)$$

где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры, равная  $1/137$ .

По виду выражения (7.12) можно сказать, что энергия атома водорода определяется прежде всего главным квантовым числом  $n$  и в силу малости  $\alpha$  лишь слегка зависит от спин-орбитального квантового числа  $j$ . Таким образом, для энергетического описания атома водорода необходимо знать возможные значения двух квантовых чисел  $n$  и  $j$ , однако для нахождения  $j$  нам, согласно формуле (7.10), надо знать также значения  $l$  и  $s$ . Интересующие нас квантовые числа принимают следующие значения:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots, \\ l &= 0, 1, 2, \dots, n-1, \\ s &= 1/2, \\ j &= |l-s|, l+s. \end{aligned}$$

Остальные квантовые числа ни прямо, ни косвенно на энергию не влияют; по этим квантовым числам имеет место вырождение.

Рассмотрим несколько первых возможных состояний атома водорода с учетом спин-орбитального взаимодействия. Энергия атома будет минимальной при  $n = 1$ , тогда  $l$  может иметь только одно значение  $l = 0$ , а поскольку для одного электрона всегда  $s = 1/2$ , то

$$\left. \begin{aligned} n &= 1 \\ l &= 0 \\ j &= \left| 0 - \frac{1}{2} \right|, \dots, \left( 0 + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \rightarrow 1s_{1/2}.$$

Это состояние в спектроскопических обозначениях записывается как  $1s_{1/2}$ , где первая цифра есть значение главного квантового числа  $n$ , индекс справа внизу – значение спин-орбитального квантового числа  $j$ , а буква указывает на значение орбитального квантового числа  $l$  по схеме:

$$\begin{array}{cccccc} l = & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\ \text{Обозначение состояния:} & s & p & d & f & g & h \end{array} \quad (7.13)$$

При возбуждении атом перейдет в состояние с  $n = 2$ . Тогда возможны два значения  $l = 0, 1$ :

$$\left. \begin{array}{l} n = 2 \\ l = 0 \\ j = 1/2 \end{array} \right\} \rightarrow 2s_{1/2}, \quad \left. \begin{array}{l} n = 2 \\ l = 1 \\ j = 1/2, 3/2 \end{array} \right\} \rightarrow \begin{array}{l} 2p_{1/2}, \\ 2p_{3/2}. \end{array}$$

Таким образом, получаются три состояния атома, причем в состояниях  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$  атом обладает одинаковой энергией, поскольку для них одинаковые наборы значений квантовых чисел  $n$  и  $j$ , а в состоянии  $2p_{3/2}$  атом обладает немного большей энергией в силу отличия по  $j$ . Однако атом в состояниях  $2s_{1/2}$ ,  $2p_{1/2}$  или  $2p_{3/2}$  обладает энергией, значительно большей, чем в состоянии  $1s_{1/2}$ , из-за различия в значениях  $n$  (рис. 7.1).

В случае  $n = 3, l = 0, 1, 2$ , тогда получаем

$$\left. \begin{array}{l} n = 3 \\ l = 0 \\ j = 1/2 \end{array} \right\} \rightarrow 3s_{1/2}, \quad \left. \begin{array}{l} n = 3 \\ l = 1 \\ j = 1/2, 3/2 \end{array} \right\} \rightarrow \begin{array}{l} 3p_{1/2}, \\ 3p_{3/2}, \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} n = 3 \\ l = 2 \\ j = 3/2, 5/2 \end{array} \right\} \rightarrow \begin{array}{l} 3d_{3/2}, \\ 3d_{5/2}. \end{array}$$

Соответствующие состояния изображены на рис. 7.1.

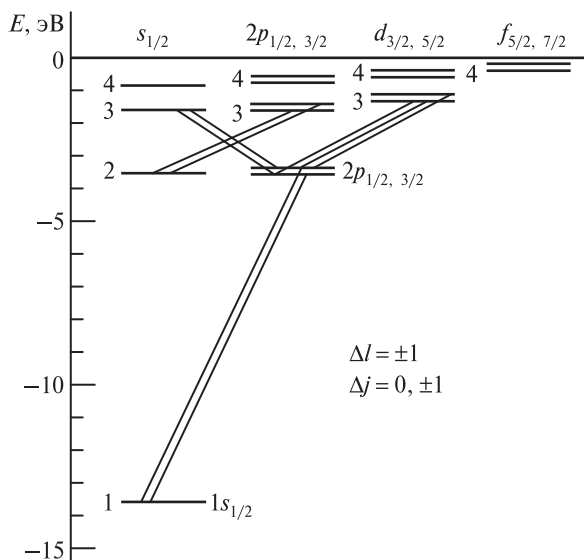


Рис. 7.1

В основном (невозбужденном) состоянии  $1s_{1/2}$  атом обладает минимально возможной энергией и может находиться в нем сколь угодно долго, однако если сообщить атому энергию извне, то он может перейти в различные возбужденные состояния с большими значениями энергии (большими квантовыми числами  $n$  и  $j$ ). В этих состояниях атомы могут пребывать непродолжительное время (время жизни в возбужденном состоянии обычно порядка  $10^{-8}$  с), после чего совершают переходы в состояния с меньшей энергией, испуская при этом электромагнитное излучение с частотами, определяемыми правилом частот Бора (7.2).

Следует отметить, что возможны не все излучательные переходы, а лишь те, которые удовлетворяют следующим правилам отбора:

$$\Delta l = \pm 1,$$

$$\Delta j = 0, \pm 1.$$

Это означает, что разрешены лишь такие переходы, при которых квантовое число  $l$  меняется на единицу (что в символике рис. 7.1 соответствует переходам между соседними столбцами уровней), квантовое число  $j$  либо меняется на единицу, либо не меняется вовсе. Излучательные переходы при других изменениях  $l$  и  $j$  запрещены. Некоторые из разрешенных переходов изображены на рис. 7.1.

Так, головной линии серии Бальмера (красная линия  $\lambda = 6562,85 \text{ \AA}$ ) соответствует семь переходов с уровней  $n = 3$  на уровни  $n = 2$ , т. е. эта линия состоит из нескольких близко расположенных линий, которые действительно существуют, но при наблюдении спектральным прибором с невысокой разрешающей способностью сливаются в одну относительно широкую линию.

Другие разрешенные переходы дают полный спектр атома водорода, линии которого можно сгруппировать в серии, представленные в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Переход на уровень	Серия	Область спектра
$n = 1$	Лаймана	Ультрафиолетовая
$n = 2$	Бальмера	Видимая
$n = 3$	Пашена	Инфракрасная
$n = 4$	Брэкета	Инфракрасная
$n = 5$	Пфунда	Инфракрасная



Таким образом, квантово-механическое рассмотрение с учетом спин-орбитального взаимодействия позволяет полностью объяснить экспериментально наблюдаемый спектр атома водорода, включая тонкое расщепление спектральных линий.

## Многоэлектронные атомы

Для атома водорода уравнение Шредингера может быть решено совершенно строго, однако если атом содержит хотя бы два электрона, то при нахождении выражения для потенциальной энергии  $U(\vec{r})$  такой системы необходимо учитывать взаимодействие каждого электрона с ядром и электронов между собой, что аналитически выполнить практически невозможно. Эта задача усложняется по мере увеличения числа электронов в атоме, поэтому для описания многоэлектронных атомов используются различные упрощения и приближения. Так, в принципе, можно представить себе, что любой электрон атома (например, электрон № 1) находится в некотором эффективном поле, создаваемом ядром и остальными электронами. Это поле с некоторой степенью приближения можно считать центрально-симметричным и близким к кулоновскому. Результат решения уравнения Шредингера в таком поле будет вполне аналогичен результату решения уравнения Шредингера для атома водорода, и наш выделенный электрон № 1 будет характеризоваться теми же тремя квантовыми числами  $n, l, m_l$ , что и в выражении (7.5), а если необходимо, то его можно наделить и спиновыми характеристиками вида (7.6)–(7.11). Такую же процедуру можно произвести с остальными электронами атома, в результате чего каждый отдельный электрон можно будет охарактеризовать таким же набором квантовых чисел, которые принимают значения (7.5)–(7.7), (7.10), (7.11). Тогда в возбужденном атоме все электроны должны были бы занять одно и то же состояние с минимальными значениями квантовых чисел, поскольку в таком состоянии атом обладает минимальной энергией. Следовало бы ожидать, что при возбуждении атома с наибольшей вероятностью только один электрон переходил бы в состояния с большими значениями квантовых чисел, увеличивая тем самым энергию всего атома. Поскольку свойства атомов с любым количеством электронов определялись бы в таком случае поведением только одного электрона, то спектры излучения, наблюдаемые при переходах различных атомов в основное состояние, были бы подобны друг другу и, в частности, спектру атома водорода. Но это противоречит экспериментально установленным фактам:

спектры различных атомов сильно отличаются друг от друга и оказываются намного сложнее спектра атома водорода. Выход из этой, по сути тупиковой, ситуации был найден после того, как В. Паули выдвинул принцип (1925), согласно которому

|| в атоме не может находиться два и более электронов, у которых значения четырех квантовых чисел совпадают.

Подходящая четверка квантовых чисел подбирается из условий конкретной задачи.

Теперь предположим, что мы можем создавать любой многоэлектронный атом, последовательно добавляя к его ядру необходимое количество электронов. Для этого, чтобы не нарушить принцип Паули, необходимо выбрать подходящую четверку чисел и, кроме того, выяснить, как значения этих чисел влияют на энергию атома. Согласно (7.12), энергия определяется квантовыми числами  $n$  и  $j$ , однако  $j$  связано с  $l$ : чем меньше  $l$ , тем меньше  $j$ . Для упрощения задачи будем считать, что энергия атома определяется квантовыми числами  $n$  и  $l$  ( $E_{n,l}$ ). В конечном счете для характеристики возможных состояний атома в данном случае удобно использовать следующую четверку квантовых чисел:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots, \\ l &= 0, 1, 2, \dots, n - 1, \\ m_l &= 0, \pm 1, \dots, \pm l, \\ m_s &= \pm 1/2, \end{aligned}$$

но только с тем допущением, что энергия зависит только от  $n$  и  $l$ : энергия тем меньше, чем меньше  $n$  и чем меньше  $l$  при таком  $n$ . Остальные два квантовых числа на энергию не влияют: по ним имеет место вырождение.

При заполнении атома первый электрон займет самое энергетически низкое состояние с  $n = 1$ ,  $l = 0$ ; при этом неизбежно  $m_l = 0$ , а  $m_s$  может быть любым (например,  $-1/2$ ). Используя систематику (7.13), будем считать, что электрон находится в состоянии  $1s$ . Второй электрон атома может занять и займет то же энергетически выгодное состояние  $1s$ , приняв  $n = 1$ ,  $l = 0$ ,  $m_l = 0$ ,  $m_s = +1/2$ . При этом принцип Паули нарушен не будет, поскольку четверки квантовых чисел для этих двух электронов будут различаться по одному из них (в данном случае по  $m_s$ ). Таким образом, в состоянии  $1s$  могут оказаться два электрона, что записывается в виде  $1s^2$ , где двойка справа вверх означает не степень, а количество электронов в данном состоянии.

Третий электрон будет вынужден занять энергетически менее выгодное состояние с  $n = 2$  и  $l = 0$  или 1, однако более предпочтительным будет состояние  $2s$ , в котором по вышеуказанным причинам может оказаться и четвертый электрон ( $2s^2$  – два электрона с  $n = 2, l = 0$ ).

Пятый электрон окажется в состоянии  $2p$  с любым из возможных квантовых чисел  $m_l$  и  $m_s$ :

$$\underbrace{n=2, l=1}_{2p}, m_l = 0, \pm 1, m_s = \pm 1/2.$$

Понятно, что в данном энергетическом состоянии  $2p$  может находиться шесть электронов с различающимися четверками квантовых чисел ( $2p^6$  – шесть электронов в состоянии  $2p$ ).

Далее электроны будут последовательно заполнять состояния  $3s$ ,  $3p$  и  $3d$ , причем в состоянии  $d$  может расположиться от одного до десяти электронов, поскольку в этом случае  $m_l = 0, \pm 1, \pm 2$  и  $m_s = \pm 1/2$ . Алгоритм дальнейшего заполнения электронных оболочек атома представлен в табл. 7.2. Например, атом натрия имеет 11 электронов, которые заполняют атом в такой последовательности:

$$1s^2 \ 2s^2 \ 2p^6 \ 3s^1.$$

Такая запись называется *электронной конфигурацией атома* и означает, что в атоме натрия имеются два электрона с  $n = 1, l = 0$ , два электрона с  $n = 2, l = 0$ , шесть электронов с  $n = 2, l = 1$  и один электрон с  $n = 3, l = 0$ .

Таблица 7.2

Заполнение электронных оболочек атома

Оболочка	$n$	Подоболочка				
		$s (l=0)$	$p (l=1)$	$d (l=2)$	$f (l=3)$	$g (l=4)$
<i>K</i>	1	$1s^2$	–	–	–	–
<i>L</i>	2	$2s^2$	$2p^6$	–	–	–
<i>M</i>	3	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	–	–
<i>N</i>	4	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$4f^{14}$	–
<i>O</i>	5	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^{14}$	$5g^{18}$

Электроны, обладающие одинаковыми значениями главного квантового числа  $n$ , образуют соответствующую оболочку, электроны с данным  $l$  – подоболочку.

Например, запись  $3d^5$  означает, что пять электронов атома находятся в  $d$ -подоболчке  $M$ -оболочки; подоболчка заполнена наполовину.

Однако следует отметить, что описанный выше порядок заполнения сохраняется только для легких атомов до элемента № 18 (аргон), после чего наблюдается отклонение от приведенного выше алгоритма. Порядок заполнения можно описать эмпирическим  $(n + l)$ -правилом:

заполнение электронных уровней атома с увеличением атомного номера происходит последовательно от групповых уровней с меньшим значением суммы  $(n + l)$  к групповым уровням с большим значением этой суммы, а в пределах каждой  $(n + l)$ -группы уровней — от подгрупп с меньшим значением  $n$  и большим  $l$  к подгруппам с большим  $n$  и меньшим  $l$ .

В случае аргона ( ${}_{18}\text{Ar}$ ) последние шесть электронов находятся в состоянии  $3p^6$  и, согласно  $(n + l)$ -правилу, последующие состояния должны заполняться в последовательности  $3p^6 4s 3d 4p \dots$ , так что 19-й электрон атома калия окажется в состоянии  $4s^1$ . В итоге, валентные электроны  ${}_{11}\text{Na}$  и  ${}_{19}\text{K}$  находятся в  $s$ -состоянии и оба эти элемента являются щелочными металлами.

Бывают исключения из  $(n + l)$ -правила, поэтому при записи электронной конфигурации атома следует сверяться со справочными данными (см. периодическую систему элементов в прил. 1).

Таким образом, зная электронную конфигурацию атома, каждый отдельный его электрон можно энергетически охарактеризовать с точностью до двух квантовых чисел  $n$  и  $l$  (остальные квантовые числа на энергию не влияют). Кроме того, в реальной макроскопической действительности атом проявляется как нечто целое, как совокупность всех составляющих его электронов. Поэтому следующая задача — нахождение возможных результирующих состояний многоэлектронного атома.

Пусть в атоме имеется  $i$  электронов, причем каждый из них обладает определенными орбитальными и спиновыми моментами импульса:

$$M_{li} = \sqrt{l_i(l_i + 1)} \cdot \hbar, \quad M_{si} = \sqrt{s_i(s_i + 1)} \cdot \hbar.$$

Момент импульса — величина аддитивная, поэтому моменты всех электронов должны складываться в некий результирующий момент атома. Сложение можно проводить, в частности, по такому алгоритму:

$$\left. \begin{array}{l} \sum M_{li} \rightarrow M_L = \sqrt{L(L+1)} \cdot \hbar \\ \sum M_{si} \rightarrow M_S = \sqrt{S(S+1)} \cdot \hbar \end{array} \right\} M_L + M_S \rightarrow M_J = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar.$$

Это означает, что все орбитальные  $M_l$  и спиновые  $M_s$  моменты отдельных электронов складываются сначала в результирующие орбитальный  $M_L$  и спиновый  $M_S$  моменты атома, а затем два последних — в полный спин-орбитальный (внутренний) момент импульса  $M_J$ . Все эти результирующие моменты атома определяются своими квантовыми числами: орбитальным  $L$ , спиновым  $S$ , спин-орбитальным  $J$ , которые находят из квантовых чисел складываемых моментов  $l_i$  и  $s_i$  по общепринятому квантово-механическому правилу:

$$L = |l_1 - l_2|, |l_1 - l_2| + 1, \dots, l_1 + l_2, \quad (7.14, a)$$

$$S = |s_1 - s_2|, |s_1 - s_2| + 1, \dots, s_1 + s_2, \quad (7.14, б)$$

$$J = |L - S|, |L - S| + 1, \dots, L + S. \quad (7.14, в)$$

Таким образом, в конечном счете можно получить значения квантовых чисел  $L, S, J$ , которые характеризуют возможные результирующие состояния атома как целого.

Эти состояния зашифровываются символом  ${}^{\alpha}F_J$ , где  $\alpha = 2S + 1$  — так называемая мультиплетность терма, выражаемая через спиновое квантовое число  $S$ ; буква в центре определяется значением орбитального квантового числа  $L$  по приведенному в (7.15) правилу; справа внизу ставят значение квантового числа  $J$ .

$$\begin{array}{cccccc} L = & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\ \text{Обозначение состояния:} & S & P & D & F & G & H \end{array} \quad (7.15)$$

Например, запись  ${}^4F_{5/2}$  означает, что атом находится в состоянии с  $L = 3, S = 3/2, J = 5/2$ .

Рассмотрим в качестве примера атом углерода, имеющего шесть электронов. Его электронная конфигурация имеет вид

$$1s^2 2s^2 2p^2.$$

Казалось бы, для нахождения  $L, S, J$  атома необходимо складывать орбитальные и спиновые моменты всех шести электронов, однако в действительности задача значительно упрощается, поскольку в полностью заполненных подоболочках все моменты импульса электронов компенсируются и все результирующие значения  $L, S, J$  равны 0. Поэтому состояния атома определяются поведением электронов в незаполненной подоболочке, в данном случае поведением двух  $p$ -электронов. Для них  $n = 2, l_1 = l_2 = 1$ . Спины отдельных электронов одинаковы и равны  $s_1 = s_2 = 1/2$ . Сложение по формулам (7.14, а), (7.14, б) дает

$$\begin{aligned} L &= |1 - 1|, \dots, 1 + 1 = 0, 1, 2, \\ S &= |1/2 - 1/2|, \dots, 1/2 + 1/2 = 0, 1. \end{aligned}$$

Для нахождения возможных значений  $J$  каждое из полученных значений  $L$  следует сложить с каждым  $S$  по правилу (7.14, в). Например, для пары  $L = 2, S = 1$  имеем

$$J = |2 - 1|, \dots, 2 + 1 = 1, 2, 3.$$

Этот и остальные варианты сложения сведены в табл. 7.3, где полученные результирующие состояния зашифрованы в соответствии с правилом (7.15).

Таблица 7.3

**Возможные состояния атома углерода**

$L$	$S$	$J$	Состояние
0	0	0	$^1S_0$
1	0	1	$^1P_1$
2	0	2	$^1D_2$
0	1	1	$^3S_1$
1	1	0, 1, 2	$^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$
2	1	1, 2, 3	$^3D_1, ^3D_2, ^3D_3$ (запрещены принципом Паули)

Однако следует отметить, что при нахождении 10 результирующих состояний атома углерода во внимание были приняты только три квантовых числа  $n, l, s$ , поэтому нет гарантии того, что все эти состояния разрешены принципом Паули. Действительно, анализ с использованием четырех квантовых чисел показывает, что состояния  $^3D_{1,2,3}$  не могут быть реализованы, а остальные состояния принципом Паули разрешены.

## Атомы щелочных металлов

Для атомов щелочных металлов характерно то, что они следуют за атомами инертных газов, у которых все подоболочки либо пусты, либо полностью заполнены и которые отличаются наиболее компактной структурой и резкой внешней границей. Поэтому с хорошим приближением можно считать, что валентные электроны щелочных металлов находятся в сферически симметричном почти кулоновском поле так называемого *атомного остова* – системы, состоящей из ядра и внутренних электронных оболочек. Это делает атомы щелочных металлов похожими на атом водорода, но, в отличие от последнего, валентный электрон частично экранирован от ядра и, кроме того, может прони-

кать во внутренние оболочки атома и изменять эффективный заряд атомного остова.

Электронные конфигурации лития, натрия и калия имеют следующий вид:

$${}_3\text{Li}: 1s^2 2s^1;$$

$${}_{11}\text{Na}: 1s^2 2s^2 2p^6 3s^1;$$

$${}_{19}\text{K}: 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d 4s^1.$$

У остальных щелочных металлов  ${}_{37}\text{Rb}$ ,  ${}_{55}\text{Cs}$ ,  ${}_{87}\text{Fr}$  валентные электроны находятся в состояниях  $5s^1$ ,  $6s^1$ ,  $7s^1$  соответственно.

Рассмотрим для определенности атом натрия. Его внутренние подоболочки заполнены полностью, поэтому все моменты импульса соответствующих электронов скомпенсированы, и свойства атома определяются характеристиками одного валентного электрона. Иначе говоря, орбитальные и спиновые числа атомов  $L$  и  $S$  будут равны квантовым числам электрона  $l$  и  $s$ , причем для одного электрона всегда  $s = 1/2$  и, соответственно,  $S = 1/2$  (табл. 7.4).

Пока атом натрия не возбужден, его валентный электрон находится в состоянии  $3s^1$  ( $n = 3$ ,  $l = 0$ ), что в соответствии с классификацией (7.15) дает состояние атома  ${}^2S_{1/2}$  (первая строка табл. 7.4). Поскольку орбитальное квантовое число электрона может принимать значения  $l = 0, 1, \dots, n - 1$ , то при возбуждении электрон будет занимать менее выгодные состояния с  $l$ , равными 1 и 2, что соответствует  $P$ - и  $D$ -состояниям атома (вторая и третья строки табл. 7.4). При дальнейшем возбуждении электрон будет переходить в состояния с  $n = 4$  и  $l = 0, 1, 2, 3$ , что даст еще семь возможных состояний атома натрия.

Таблица 7.4

Возможные состояния атома натрия

$n$	$l$	$L$	$S$	$J$	Состояния
3	0	0	1/2	1/2	${}^2S_{1/2}$
	1	1	1/2	1/2, 3/2	${}^2P_{1/2}$ , ${}^2P_{3/2}$
	2	2	1/2	3/2, 5/2	${}^2D_{3/2}$ , ${}^2D_{5/2}$
4	0	0	1/2	1/2	${}^2S_{1/2}$
	1	1	1/2	1/2, 3/2	${}^2P_{1/2}$ , ${}^2P_{3/2}$
	2	2	1/2	3/2, 5/2	${}^2D_{3/2}$ , ${}^2D_{5/2}$
	3	3	1/2	5/2, 7/2	${}^2F_{5/2}$ , ${}^2F_{7/2}$

П р и м е ч а н и е. Перед символом состояния указано значение главного квантового числа  $n$  валентного электрона.

Характерно, что мультиплетность  $\alpha = 2S + 1$  для всех состояний натрия равна 2 (так как всегда  $S = 1/2$ ). Дело в том, что при нахождении квантового числа  $J$  по правилу  $J = |L - S|, \dots, L + S$  количество значений  $J$  равно  $2S + 1$ , если  $S \leq L$  (это более типичный случай, чем  $L \leq S$ ), так что  $\alpha$  указывает количество подуровней, на которое расщепится данное состояние в результате спин-орбитального взаимодействия. В данном случае  $\alpha = 2$ , и говорят, что уровни являются дублетными. В случае, когда  $S = 0$ ,  $\alpha = 1$ , состояния атома оказываются синглетными; в случае, когда  $S = 1$ ,  $\alpha = 3$ , состояния триплетные, отсюда название  $\alpha$  – мультиплетность.

Полученные таким образом состояния изображены на схеме уровней атома натрия на рис. 7.2.

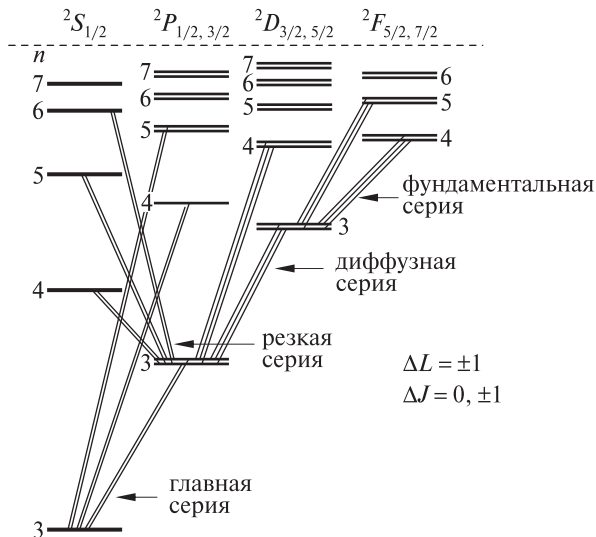


Рис. 7.2

Во-первых, все уровни с  $L \neq 0$  оказываются дублетными, т. е. обладают тонкой структурой вследствие спин-орбитального взаимодействия. Во-вторых, расстояние между уровнями с данным  $L$  (столбцы  $S, P, D, F$ ) закономерно убывает с ростом  $n$ , что напоминает схему уровней атома водорода.

Действительно, для расчета энергий этих уровней можно использовать эмпирическую формулу:

$$E_{n,L} = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{(n - \Delta_{n,L})^2}, \quad (7.16)$$



весьма сходную с формулой (7.4, б). Здесь  $\Delta_{n, L}$  — так называемая **поправка Ридберга** (прил. 2), или **квантовый дефект**. Величина этой поправки существенно зависит от  $L$  и незначительно — от  $n$ . Значения  $\Delta_{n, L}$  для атома натрия приведены в табл. 7.5. Пользуясь этими значениями и формулой (7.16), можно довольно точно рассчитать энергии атома натрия в различных состояниях (без учета тонкого расщепления уровней). Аналогичной структурой уровней обладают атомы остальных щелочных металлов. Для них также справедливо выражение (7.16), однако набор значений квантового дефекта  $\Delta_{n, L}$  для каждого элемента индивидуален.

Таблица 7.5

Величина квантового дефекта  $\Delta_{n, L}$  для атома натрия

$n$	$L$			
	0 ( $S$ )	1 ( $P$ )	2 ( $D$ )	3 ( $F$ )
3	1,373	0,880	0,013	—
4	1,360	0,870	0,011	0
5	1,350	0,860	0,011	0
6	1,350	0,860	0,011	0

Возможные переходы, удовлетворяющие правилам отбора  $\Delta L = \pm 1$  и  $\Delta J = 0, \pm 1$ , можно сгруппировать в определенные серии в спектрах щелочных металлов, как показано на рис. 7.2 (чтобы не загромождать рисунок, на схеме изображены не все возможные переходы). Эти серии были экспериментально обнаружены еще в конце XIX в. и получили свои названия, но были истолкованы лишь после создания квантовой механики.

Так, переходы в состояние  $3^2S_{1/2}$  из  $P$ -состояний дают так называемую главную серию и так далее по схеме:

$$\begin{aligned}
 nP &\rightarrow 3^2S_{1/2} & n \geq 3 & \text{главная серия (principal),} \\
 nS &\rightarrow 3^2P_{1/2, 3/2} & n \geq 4 & \text{резкая серия (sharp),} \\
 nD &\rightarrow 3^2P_{1/2, 3/2} & n \geq 3 & \text{диффузная серия (diffusive),} \\
 nF &\rightarrow 3^2D_{3/2, 5/2} & n \geq 4 & \text{фундаментальная серия (fundamental).}
 \end{aligned}$$

Первые буквы английских названий серий и вошли в так называемую спектроскопическую символику ( $P, S, D, F$ ).

## Порядок выполнения работы

Источником спектра атома натрия является специальная лампа ДНАС-18, включаемая в сеть через дроссель. Спектр изучается с помощью призменного монохроматора УМ-2 (подробности об устройстве монохроматора приведены в методических указаниях к лабораторной работе № 3).

1. Включите в сеть блок питания лампы. На блоке питания включите тумблеры «Сеть» и «ДНАС-18».
2. Используя монохроматор и градуировочный график, определите длины волн 6–7 наиболее ярких линий атома натрия. Схематически зарисуйте спектр с указанием длин волн.
3. С помощью формулы (7.16) и табл. 7.5 рассчитайте в электрон-вольтах энергии уровней с  $n = 3, 4, 5, 6$  и  $L = 0, 1, 2, 3$ . Изобразите схему уровней в масштабе.
4. Опираясь на правило частот Бора (7.2), рассчитайте длины волн четырех серий спектра атома натрия.
5. Изобразите на схеме уровней те переходы, которые соответствуют наблюдаемым линиям спектра атома натрия.

## Контрольные вопросы

1. Сформулируйте правила отбора для переходов оптических электронов в щелочных металлах.
2. Какими переходами обусловлено излучение резонансной линии главной, диффузной и резкой серий?
3. В чем состоит сущность спин-орбитального взаимодействия?
4. Как образуется дублетный характер линий излучения при учете спин-орбитального взаимодействия? Проследите это расщепление для главной, резкой и диффузной серии.
5. Какие квантовые числа имеет внешний (валентный) электрон в основном состоянии атома натрия?
6. Пользуясь правилами заполнения оболочек и подоболочек многоэлектронного атома, запишите электронную конфигурацию для основного состояния атомов: 1) неона; 2) никеля; 3) германия.
7. Сформулируйте принцип Паули.

## Лабораторная работа 8

### РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРЫ

**Цель работы:** Выяснение закономерностей в характеристических рентгеновских спектрах испускания, полученных методом компьютерного моделирования; построение диаграмм Мозли; определение порядкового номера элементов с использованием закона Мозли.

### Рентгеновское излучение

В 1895 г. К. Рентген (прил. 2) открыл излучение, обладающее большой проникающей способностью и названное  $X$ -лучами. Этот термин ( $X$ -Ray) до настоящего времени используется в англоязычной литературе. Дальнейшими исследованиями было установлено, что рентгеновское излучение представляет собой электромагнитное излучение, занимающее спектральную область между гамма- и ультрафиолетовым излучением в пределах длин волн от 0,01 до 100 Å. Рентгеновское излучение с  $\lambda < 2 \text{ Å}$  условно называется жестким, с  $\lambda > 2 \text{ Å}$  – мягким. Жесткое рентгеновское излучение преимущественно применяется в промышленности для неразрушающего контроля качества материалов и дефектоскопии. Рентгеновское излучение широко применяется в медицине для диагностики и лечения заболеваний, а также в химии, материаловедении, кристаллографии для изучения химического состава и свойств вещества, определения его структуры и т. д.

Для проведения рентгеновской спектроскопии и рентгеноспектрального анализа используется аппаратура, в которой исследуемое рентгеновское излучение разлагается в спектр, регистрируется и анализируется. Часто для разложения в спектр рентгеновского излучения используют дифракционные решетки и кристаллы-анализаторы. Для регистрации используются методы, основанные на ионизации вещества.

К детекторам, которые дают изображение, относятся люминесцентный экран и фотопленка, они используются в рентгеновской флюорографии и рентгеноскопии. Есть устройства, в которых энергия рентгеновского излучения преобразуется в электрические сигналы, характеризующие относительную интенсивность излучения. К ним относятся ионизационные камеры, счетчик Гейгера – Мюллера и т. д.

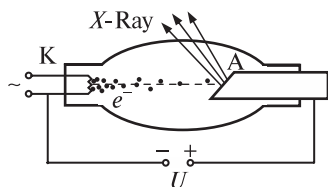


Рис. 8.1

Обычно рентгеновские лучи получают в рентгеновских трубках, которые представляют собой стеклянный вакуированный баллон с несколькими электродами (рис. 8.1).

Нагреваемый током катод К служит источником свободных электронов, испускаемых вследствие термоэлектронной эмиссии. Мишенью является анод А, который называют также антикатодом. Обычно его делают из тяжелых металлов (W, Cu, Mo, Pt и т. д.). Ускорение электронов осуществляется высокой разностью потенциалов  $U$ , создаваемой между катодом и анодом. Электроны, ускоренные в поле с разностью потенциалов порядка десятков киловольт, врезаются в анод, испытывают сильное торможение и, согласно классической электродинамике, испускают электромагнитное излучение в рентгеновском диапазоне. Мощность излучения частицы, движущейся с ускорением  $a$ :

$$P = k \frac{2e^2}{3c^3} a^2,$$

где  $k = 1/(4\pi\epsilon_0)$  в СИ и  $k = 1$  в СГС.

Если бы вся кинетическая энергия ускоренных электронов уходила на излучение, то в этом излучении должна была бы присутствовать только одна частота, определяемая равенством  $eU = h\nu$ . В действительности же в спектре излучения наблюдается непрерывный набор частот (сплошной, или белый, спектр), причем излучение начинается с некоторой минимальной (граничной) длины волны  $\lambda_{\text{гр}}$  (рис. 8.2).

При увеличении ускоряющей разности потенциалов  $U$  интенсивность излучения  $I_\lambda$  возрастает, а  $\lambda_{\text{гр}}$  смещается в более коротковолновую область. Присутствие в спектре длин волн, больших  $\lambda_{\text{гр}}$ , обусловлено тем, что не вся энергия ускоренных электронов  $eU$  идет на излучение; значительная часть энергии выделяется на аноде в виде тепла, так что в действительности

$$h\nu \leq eU, \text{ или } \lambda \geq \frac{hc}{eU}. \quad (8.1)$$

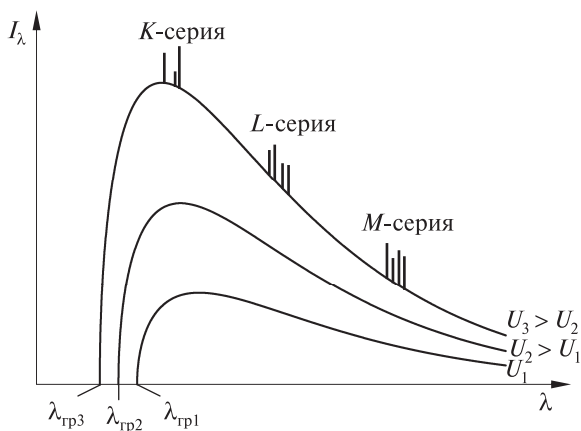


Рис. 8.2

Здесь знак равенства соответствует граничной длине волны  $\lambda_{\text{гр}}$ , когда вся энергия ускоренных электронов превращается в излучение. Для других электронов потери энергии на нагрев анода могут быть произвольными и при их торможении могут испускаться любые длины волн, большие  $\lambda_{\text{гр}}$ .

Следует отметить также, что вид спектра при тормозном излучении не зависит от материала, из которого изготовлен анод, вещество анода рентгеновской трубки влияет только на интегральную интенсивность излучения.

Дальнейшее увеличение ускоряющего напряжения приводит к тому, что на фоне сплошного спектра, обусловленного тормозным излучением, появляются четкие линии характеристического излучения (верхняя кривая на рис. 8.2). Частоты этих линий являются строго определенными для любого данного вещества, из которого изготовлен анод, поэтому спектр называется **характеристическим**.

Линейчатые рентгеновские спектры состоят из нескольких серий, обозначаемых буквами  $K$ ,  $L$ ,  $M$  и далее по алфавиту. Каждая серия насчитывает небольшое количество линий, обозначаемых *в порядке возрастания частоты* индексами  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , ... ( $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ ,  $K_\gamma$ , ...;  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$ ,  $L_\gamma$ , ... и т. д.). Спектры разных элементов имеют сходный характер (рис. 8.3). При увеличении атомного номера  $Z$  весь спектр смещается в коротковолновую область, практически не меняя своей структуры, однако по мере добавления количества электронов с ростом  $Z$  появляются новые серии и в каждой серии добавляются новые линии (слабые линии на рисунке не показаны).

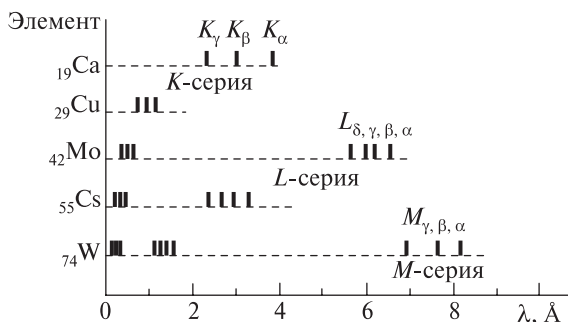


Рис. 8.3

В 1913 г. Г. Мозли (прил. 2) установил закон, связывающий частоты линий рентгеновского спектра с атомным номером  $Z$  испускающего их элемента. Согласно закону Мозли, длины волн линии  $K_\alpha$  для различных элементов можно представить формулой

$$\frac{1}{\lambda_{K_\alpha}} = R(Z-1)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right), \quad (8.2)$$

где  $R$  – постоянная Ридберга, равная  $109\,737\text{ см}^{-1}$ .

Линии  $K_\beta$  могут быть представлены аналогичной формулой

$$\frac{1}{\lambda_{K_\beta}} = R(Z-1)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right), \quad (8.3)$$

а линии  $L_\alpha$  – формулой

$$\frac{1}{\lambda_{L_\alpha}} = R(Z-7,5)^2 \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \text{ и т. д.} \quad (8.4)$$

Любую линию в любой серии можно рассчитать с помощью обобщенной формулы

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z-\sigma)^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (8.5)$$

если соответствующим образом комбинировать значения целых чисел  $n_1$  и  $n_2$ .

Закон Мозли обычно выражают формулой

$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = C(Z-\sigma), \quad (8.6)$$

где  $C$  и  $\sigma$  – некоторые константы, и формулируют следующим образом: корень квадратный из обратной длины волны является линейной функцией атомного номера  $Z$ .

На рис. 8.4 представлены построенные по экспериментальным точкам графики зависимости  $\sqrt{1/\lambda}$  от  $Z$  для линий  $K_\alpha$  и  $L_\alpha$ . Имея под рукой такой градуировочный график и измерив длины волн рентгеновского излучения неизвестного элемента, можно точно установить его атомный номер. Именно Мозли и его исследования сыграли огромную роль при размещении новых химических элементов в периодической системе.

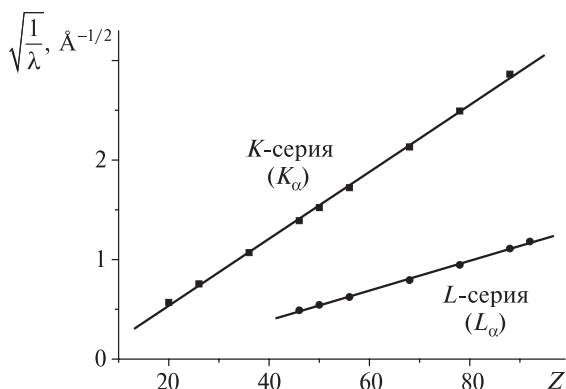


Рис. 8.4

Возникновение линейчатых спектров оказалось возможным объяснить на основе квантовых представлений, развитых в 20-е гг. XX в. Испускание излучения со строго определенными частотами может быть обусловлено квантовыми переходами атомов из одного дискретного энергетического состояния в другое. При переходах внешних, так называемых оптических, электронов изменения энергии атома относительно невелики, поэтому излучение происходит в диапазоне длин волн, прилегающих к видимому диапазону ( $10^3$ – $10^4$  Å). Излучение линий в рентгеновском диапазоне можно объяснить лишь высокоэнергетичными переходами электронов, упакованных во внутренних оболочках атома. Порядок заполнения оболочек можно истолковать, используя такие квантовые числа:  $n$  – *главное*,  $l$  – *орбитальное*,  $m_l$  – *магнитное орбитальное*,  $m_s$  – *магнитное спиновое*, которые принимают следующие значения:

$$n = 1, 2, 3, \dots,$$

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

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l,$$

$$m_s = \pm 1/2.$$

Перебирая возможные комбинации этих чисел с учетом принципа Паули, согласно которому в атоме не может находиться два и более электронов с одинаковыми наборами из четырех квантовых чисел, получим следующий порядок заполнения электронных оболочек и подоболочек:

$$\begin{array}{l} \text{подоболочки: } \frac{1s^2}{K} \quad \frac{2s^2 2p^6}{L} \quad \frac{3s^2 3p^6 3d^{10}}{M} \quad \frac{4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^{14}}{N}, \\ \text{оболочки: } \end{array}$$

где цифры определяют значения главного квантового числа  $n$ , латинские буквы – орбитального квантового числа  $l$  по схеме (8.7), а цифра в виде степени – максимально возможное число электронов в подоболочке.

$$l = s \quad p \quad d \quad f \quad g \quad h \quad i \quad k \quad \dots \quad (8.7)$$

Обозначение состояния: 0 1 2 3 4 5 6 7 ...

В данном приближении считается, что энергия состояния определяется только значением главного квантового числа  $n$  и не зависит от остальных квантовых чисел, так что электроны с  $n = 1, 2, 3, 4, 5$  образуют соответственно  $K, L, M, N, O$  – энергетические оболочки (рис. 8.5).

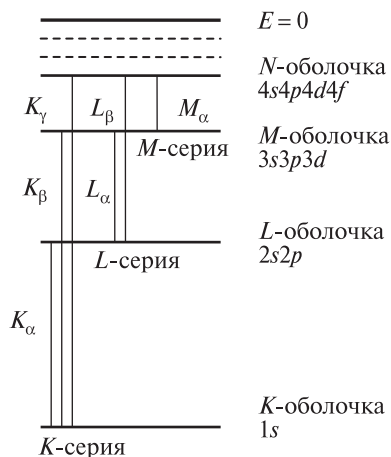


Рис. 8.5



Разумеется, самопроизвольные переходы электронов между заполненными оболочками невозможны вследствие принципа Паули. Однако достаточно ускоренные ( $U \approx 10\text{--}100$  кВ) в рентгеновской трубке (см. рис. 8.1) электроны могут выбить один или два электрона  $K$ -оболочки. В этом случае освободившееся место может быть занято электроном из какой-либо внешней оболочки ( $L$ ,  $M$ ,  $N$  и т. д.). При этом испускается  $K$ -серия. Аналогично при выбивании внутренних  $L$ -,  $M$ -электронов возникают  $L$ - и  $M$ -серии.

Кроме того, серия  $K$  обычно сопровождается остальными сериями, так как при испускании ее линий освобождаются уровни в оболочках  $L$ ,  $M$  и т. д., которые будут, в свою очередь, заполняться электронами из более высоких оболочек, если они сами заняты электронами (атомами с большим  $Z$ ).

Следует отметить, что линии характеристического излучения, представленные на рис. 8.2 и 8.3, в действительности не являются одиночными, а состоят из двух или более очень близко расположенных линий, т. е. обладают тонкой структурой.

Дело в том, что энергия состояния не определяется одним только главным квантовым числом  $n$ , а в некоторой степени зависит от взаимодействия спинового и орбитального моментов электрона. Для учета этого эффекта необходимо использовать такую четверку квантовых чисел:  $n$  — *главное квантовое число*,  $l$  — *орбитальное*,  $j$  — *спин-орбитальное*,  $m_j$  — *магнитное спин-орбитальное*, которые принимают следующие значения:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots, \\ l &= 0, 1, 2, \dots, n-1, \\ j &= |l-s|, |l-s|+1, \dots, l+s, \\ m_j &= -j, -j+1, \dots, j, \end{aligned}$$

где  $s$  — *спиновое квантовое число*, для электрона  $s = 1/2$ . В этом приближении оказывается, что энергия электрона главным образом определяется значением  $n$  и в небольшой степени значениями  $l$  и  $j$ .

Рассмотрим пример. Пусть электрон находится в состоянии с  $n = 3$ , тогда для орбитального числа возможны значения  $l = 0, 1, 2$ . Выберем  $l = 2$ , тогда  $j$  принимает значения от  $|2 - 1/2|$  до  $|2 + 1/2|$  через единицу, т. е.  $j = 3/2, 5/2$ ; выберем  $j = 5/2$  и зашифруем состояние с подчеркнутыми значениями квантовых чисел:

$$3^2 d_{5/2}.$$

Здесь первая тройка означает  $n = 3$ , двойка в показателе — так называемая мультиплетность  $k = (2s + 1)$ , т. е.  $k = (2 \cdot 1/2 + 1) = 2$ , буква  $d$  означает, что  $l = 2$ , индекс  $5/2$  есть значение  $j$ .

Число  $m_j$  не влияет на величину энергии и может принимать шесть значений от  $-j$  до  $+j$ , т. е.  $m_j = -5/2, -3/2, -1/2, 1/2, 3/2, 5/2$ . Это означает, что в данном состоянии с  $n = 3, l = 2, j = 5/2$  может находиться шесть электронов с различными четверками квантовых чисел (т. е. без нарушения принципа Паули). В общем случае в любом состоянии с данными  $n, l, j$  может находиться  $2j + 1$  электрон, поскольку число  $m_j$  всегда принимает  $2j + 1$  значение.

Последовательность заполнения оболочек атома будет такой:

$$\frac{1s_{1/2}^2}{K} \quad \frac{2s_{1/2}^2 2p_{1/2}^2 2p_{3/2}^4}{L} \quad \frac{3s_{1/2}^2 3p_{1/2}^2 3p_{3/2}^4 3d_{3/2}^4 3d_{5/2}^6}{M}$$

Здесь мультиплетность не указана, так как в этом случае она всегда  $\kappa = 2$ , а цифра справа вверху есть максимально возможное количество

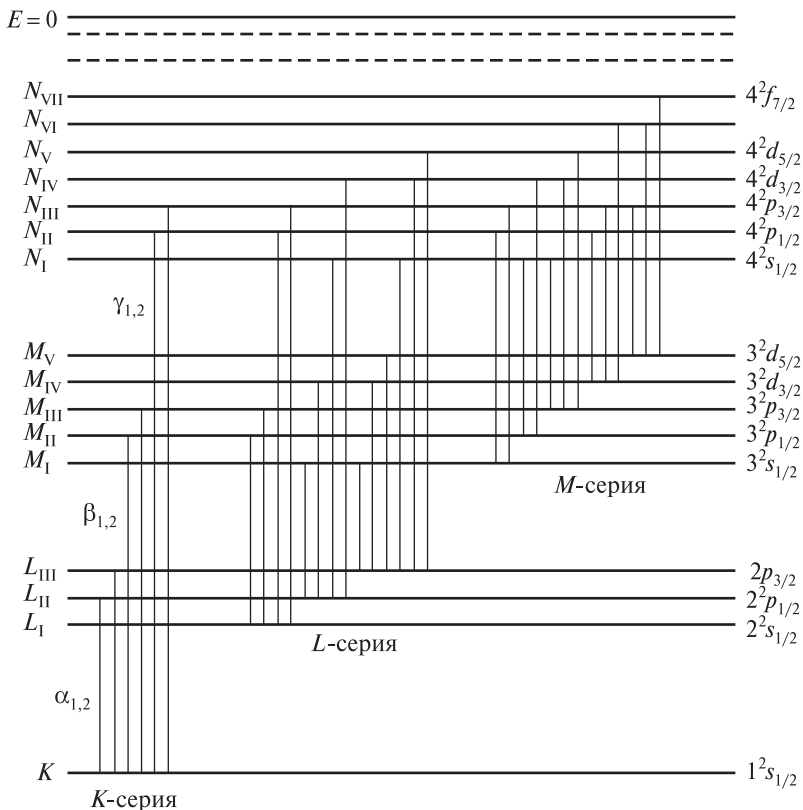


Рис. 8.6

электронов в данной подоболочке. Таким образом, в результате спин-орбитального взаимодействия  $L$ ,  $M$ ,  $N$ -оболочки расщепляются на подоболочки, обозначенные на рис. 8.6 римскими цифрами.

Переходы электронов на нижние уровни сопровождаются испусканием рентгеновского излучения и подчиняются обычным для электромагнитного излучения правилам отбора:

$$\Delta l = \pm 1,$$
$$\Delta j = 0, \pm 1.$$

Это означает, что возможны лишь такие переходы, при которых квантовое число  $l$  меняется на единицу (в любую сторону), а число  $j$  либо не меняется, либо меняется на единицу.

Заметим, что рентгеновские спектры, в отличие от оптических, не зависят от состава химического соединения, в который входит данный элемент, и его физического состояния (твёрдого, жидкого или газообразного), поскольку на строении внутренних оболочек атома ни химические связи, ни состояние вещества практически не отражаются.

## **Компьютерное моделирование рентгеновских спектров**

Экспериментальное получение рентгеновского излучения и исследование его спектрального состава сопряжены со сложными техническими проблемами и практически невыполнимы в условиях общего практикума. Проведение опытов с рентгеновскими лучами затрудняет также и необходимость соблюдения строгих мер техники безопасности. Эти трудности отпадают, если для изучения свойств рентгеновского излучения применить метод компьютерного моделирования, что и сделано в данной лабораторной работе.

В сети Интернет есть несколько программ для расчета спектров рентгеновского излучения. При выполнении этой лабораторной работы предлагается использовать компьютерную программу, разработанную на кафедре атомной физики и физической информатики физического факультета БГУ кандидатом физико-математических наук, доцентом Граковым В. Е. Эта программа доступна для скачивания по ссылке <http://www.elib.bsu.by/handle/123456789/154636>.

Чтобы начать работу с программой, выберите «Характеристические рентгеновские спектры» или «Тормозное рентгеновское излучение» и ответьте на контрольные вопросы. Данная программа позволяет

моделировать характеристические и тормозные рентгеновские спектры испускания для 16 разных элементов. Спектры десяти из них можно вывести на экран, вводя название элемента. Спектры остальных шести элементов появляются на экране компьютера в режиме случайной выборки без указания принадлежности спектра тому или иному элементу.

При моделировании спектра испускания учитывается, что спектр состоит из двух составляющих, соответствующих тормозному и характеристическому излучению. Спектр испускания представляется на экране в виде графика зависимости интенсивности  $I_\lambda$  рентгеновского излучения от длины волны. Моделируется, однако, не весь спектр, а лишь наиболее интенсивные линии: три линии из  $K$ -серии и четыре – из  $L$ -серии.

На рис. 8.7 представлено диалоговое окно используемой программы. На экране слева от спектра располагается панель управления программой, а справа – окно, предназначенное для просмотра мелких деталей спектра и для более точных измерений отвечающих им длин волн.

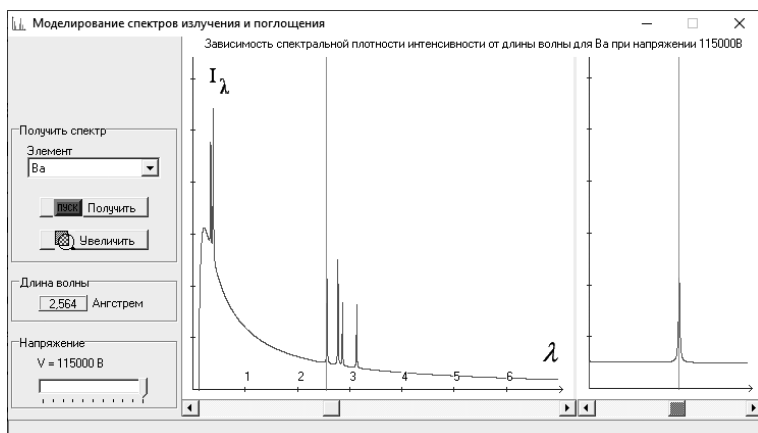


Рис. 8.7

Панель управления программой разделена на три смысловые группы: «Получить спектр», «Длина волны» и «Напряжение». В группе «Получить спектр» располагается строка выбора элемента «Элемент» и две функциональные кнопки: «Получить» и «Увеличить». Чтобы ввести нужный спектр в область отображения, следует выбрать элемент из списка и нажать кнопку «Получить». Для ввода спектра неизвестного элемента следует выбрать в списке строку «Неизвестный» и нажать кнопку «Получить». Если надо получить подряд несколько неизвестных спектров, то всякий раз активизируется строка «Неизвестный» и нажимается кнопка «Получить».

В данной компьютерной программе измерение длин волн характеристических линий производится с помощью перемещаемой вдоль спектра измерительной линии. Для перемещения измерительной линии используются элементы прокрутки, расположенные под спектром. Значение длины волны  $\lambda$  отображается в окошке «Длина волны». Для более точных измерений  $\lambda$  служит кнопка «Увеличить». При нажатии на нее в правом окне появляется растянутая часть спектра в интервале  $\pm 0,1 \text{ \AA}$  от измерительной линии. С помощью второй измерительной линии производится более точное измерение длины волны с погрешностью около  $0,001 \text{ \AA}$ .

Измерение длины волны производят следующим образом. Сначала подводят к нужному месту измерительную линию на полном спектре. Затем, нажимая на кнопку «Увеличить» и наводя вторую измерительную линию в правом окне на нужную точку спектра, находят более точное значение длины волны. Чтобы производить измерения в другой точке спектра в пределах того же увеличенного участка, достаточно перевести в эту точку вторую измерительную линию. Если же нужное место находится за пределами увеличенного участка, то сначала нужно передвинуть к нему первую измерительную линию на полном спектре, а затем нажать на кнопку «Увеличить» и подвести к нужной точке вторую измерительную линию в окне с увеличенным спектром.

Смысловая группа «Напряжение» предназначена для изменения ускоряющего напряжения от 11 до 115 кВ. Чтобы после изменения напряжения появился спектр, соответствующий новому напряжению, нужно нажать кнопку «Получить».

## Порядок выполнения работы

1. Активируйте программу, моделирующую рентгеновские спектры излучения.

2. Определите длины волн самой длинноволновой характеристической линии  $K$ -серии ( $K_\alpha$ ),  $L$ -серии ( $L_\alpha$ ) для предложенных элементов, а также для трех неизвестных элементов при максимальном напряжении 115 кВ. Результаты занесите в таблицу.

Элемент	Ca	Fe	Kr	Pd	Sn	Ba	Er	Pt	Ra	U	$X_1$	$X_2$	$X_3$
$Z$													
$\lambda_{K_\alpha}, \text{ \AA}$													
$\sqrt{1/\lambda_{K_\alpha}}, \text{ \AA}^{-1/2}$													
$\lambda_{L_\alpha}, \text{ \AA}$													
$\sqrt{1/\lambda_{L_\alpha}}, \text{ \AA}^{-1/2}$													

3. По данным таблицы постройте диаграммы Мозли, откладывая по оси ординат  $\sqrt{1/\lambda}$  для  $K_\alpha$ - и  $L_\alpha$ -линий, а по оси абсцисс – порядковый номер элемента  $Z$ .

4. Используя построенные диаграммы, определите порядковые номера неизвестных элементов.

### **Контрольные вопросы**

1. Каков наиболее распространенный метод получения рентгеновского излучения?

2. В чем принципиальное различие тормозного и характеристического рентгеновских спектров?

3. Каковы физические механизмы образования тормозного и характеристического рентгеновского излучения?

4. Какие квантовые числа вводятся для описания состояния отдельного электрона в атоме?

5. Что такое электронные оболочки и подоболочки? Как определить максимальное число электронов в оболочке и подоболочке?

6. От каких квантовых чисел и как зависит энергия рентгеновского уровня?

7. Между какими рентгеновскими уровнями возможны переходы?

8. В чем заключается сущность закона Мозли?

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### 1. Периодическая система элементов

Z	Символ	Название элемента	Электронная конфигурация (в сокращенной форме)	Основное состояние	Потенциал ионизации, В
I период					
1	H	Водород	$1s^1$	$^2S_{1/2}$	13,60
2	He	Гелий	$1s^2$	$^1S_0$	24,58
II период					
3	Li	Литий	$2s^1$	$^2S_{1/2}$	5,39
4	Be	Бериллий	$2s^2$	$^1S_0$	9,32
5	B	Бор	$2s^2 2p^1$	$^2P_{1/2}$	8,30
6	C	Углерод	$2s^2 2p^2$	$^3P_0$	11,26
7	N	Азот	$2s^2 2p^3$	$^4S_{3/2}$	14,53
8	O	Кислород	$2s^2 2p^4$	$^3P_2$	13,61
9	F	Фтор	$2s^2 2p^5$	$^2P_{3/2}$	17,42
10	Ne	Неон	$2s^2 2p^6$	$^1S_0$	21,56
III период					
11	Na	Натрий	$3s^1$	$^2S_{1/2}$	5,14
12	Mg	Магний	$3s^2$	$^1S_0$	7,64
13	Al	Алюминий	$3s^2 3p^1$	$^2P_{1/2}$	5,98
14	Si	Кремний	$3s^2 3p^2$	$^3P_0$	8,15
15	P	Фосфор	$3s^2 3p^3$	$^4S_{3/2}$	10,48

Z	Символ	Название элемента	Электронная конфигурация (в сокращенной форме)	Основное состояние	Потенциал ионизации, В
16	S	Сера	$3s^23p^4$	$^3P_2$	10,36
17	Cl	Хлор	$3s^23p^5$	$^2P_{3/2}$	13,01
18	Ar	Аргон	$3s^23p^6$	$^1S_0$	15,76
IV период					
19	K	Калий	$4s^1$	$^2S_{1/2}$	4,34
20	Ca	Кальций	$4s^2$	$^1S_0$	6,11
21	Sc	Скандий	$4s^23d^1$	$^2D_{3/2}$	6,54
22	Ti	Титан	$4s^23d^2$	$^3F_2$	6,82
23	V	Ванадий	$4s^23d^3$	$^4F_{3/2}$	6,74
24	Cr	Хром	$4s^13d^5$	$^7S_3$	6,76
25	Mn	Марганец	$4s^23d^5$	$^6S_{5/2}$	7,43
26	Fe	Железо	$4s^23d^6$	$^5D_4$	7,87
27	Co	Кобальт	$4s^23d^7$	$^4F_{9/2}$	7,86
28	Ni	Никель	$4s^23d^8$	$^3F_4$	7,63
29	Cu	Медь	$4s^13d^{10}$	$^2S_{1/2}$	7,72
30	Zn	Цинк	$4s^23d^{10}$	$^1S_0$	9,39
31	Ga	Галлий	$4s^23d^{10}4p^1$	$^2P_{1/2}$	6,00
32	Ge	Германий	$4s^23d^{10}4p^2$	$^3P_0$	7,88
33	As	Мышьяк	$4s^23d^{10}4p^3$	$^4S_{3/2}$	9,81
34	Se	Селен	$4s^23d^{10}4p^4$	$^3P_2$	9,75
35	Br	Бром	$4s^23d^{10}4p^5$	$^2P_{3/2}$	11,84
36	Kr	Криптон	$4s^23d^{10}4p^6$	$^1S_0$	14,00
V период					
37	Rb	Рубидий	$5s^1$	$^2S_{1/2}$	4,18
38	Sr	Стронций	$5s^2$	$^1S_0$	5,69
39	Y	Иттрий	$5s^24d^1$	$^2D_{3/2}$	6,38
40	Zr	Цирконий	$5s^24d^2$	$^3F_2$	6,84
41	Nb	Ниобий	$5s^14d^4$	$^6D_{1/2}$	6,88



Z	Символ	Название элемента	Электронная конфигурация (в сокращенной форме)	Основное состояние	Потенциал ионизации, В
42	Mo	Молибден	$5s^1 4d^5$	$^7S_3$	7,10
43	Tc	Технеций	$5s^2 4d^5$	$^6S_{5/2}$	7,28
44	Ru	Рутений	$5s^1 4d^7$	$^5F_5$	7,36
45	Rh	Родий	$5s^1 4d^8$	$^4F_{9/2}$	7,46
46	Pd	Палладий	$5s^0 4d^{10}$	$^1S_0$	8,33
47	Ag	Серебро	$5s^1 4d^{10}$	$^2S_{1/2}$	7,57
48	Cd	Кадмий	$5s^2 4d^{10}$	$^1S_0$	8,99
49	In	Индий	$5s^2 4d^{10} 5p^1$	$^2P_{1/2}$	5,78
50	Sn	Олово	$5s^2 4d^{10} 5p^2$	$^3P_0$	7,33
51	Sb	Сурьма	$5s^2 4d^{10} 5p^3$	$^4S_{3/2}$	8,64
52	Te	Теллур	$5s^2 4d^{10} 5p^4$	$^3P_2$	9,01
53	I	Йод	$5s^2 4d^{10} 5p^5$	$^2P_{3/2}$	10,44
54	Xe	Ксенон	$5s^2 4d^{10} 5p^6$	$^1S_0$	12,13
VI период					
55	Cs	Цезий	$6s^1$	$^2S_{1/2}$	3,89
56	Ba	Барий	$6s^2$	$^1S_0$	5,21
57	La	Лантан	$6s^2 5d^1$	$^2D_{3/2}$	5,61
58	Ce	Церий	$6s^2 4f^1 5d^1$	$^3H_4$	6,91
59	Pr	Празеодим	$6s^2 4f^3$	$^4I_{9/2}$	5,76
60	Nd	Неодим	$6s^2 4f^4$	$^5I_4$	6,31
61	Pm	Прометий	$6s^2 4f^5$	$^6H_{5/2}$	5,56
62	Sm	Самарий	$6s^2 4f^6$	$^7F_0$	5,60
63	Eu	Европий	$6s^2 4f^7$	$^8S_{7/2}$	5,67
64	Gd	Гадолиний	$6s^2 4f^7 5d^1$	$^9D_2$	6,16
65	Tb	Тербий	$6s^2 4f^9$	$^6H_{15/2}$	5,90
66	Dy	Диспрозий	$6s^2 4f^{10}$	$^5I_8$	6,82
67	Ho	Гольмий	$6s^2 4f^{11}$	$^4I_{15/2}$	5,95
68	Er	Эрбий	$6s^2 4f^{12}$	$^3H_6$	6,02

Z	Символ	Название элемента	Электронная конфигурация (в сокращенной форме)	Основное состояние	Потенциал ионизации, В
69	Tm	Тулий	$6s^2 4f^{13}$	$^2F_{7/2}$	6,10
70	Yb	Иттербий	$6s^2 4f^{14}$	$^1S_0$	6,20
71	Lu	Лютеций	$6s^2 4f^{14} 5d^1$	$^2D_{3/2}$	5,32
72	Hf	Гафний	$6s^2 4f^{14} 5d^2$	$^3F_2$	5,96
73	Ta	Тантал	$6s^2 4f^{14} 5d^3$	$^4F_{3/2}$	7,88
74	W	Вольфрам	$6s^2 4f^{14} 5d^4$	$^5D_0$	7,98
75	Re	Рений	$6s^2 4f^{14} 5d^5$	$^6S_{5/2}$	7,87
76	Os	Осмий	$6s^2 4f^{14} 5d^6$	$^5D_4$	8,50
77	Ir	Иридий	$6s^2 4f^{14} 5d^7$	$^4F_{9/2}$	9,00
78	Pt	Платина	$6s^1 4f^{14} 5d^9$	$^3D_3$	9,00
79	Au	Золото	$6s^1 4f^{14} 5d^{10}$	$^2S_{1/2}$	9,22
80	Hg	Ртуть	$6s^2 4f^{14} 5d^{10}$	$^1S_0$	10,43
81	Tl	Таллий	$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^1$	$^2P_{1/2}$	6,11
82	Pb	Свинец	$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^2$	$^3P_0$	7,42
83	Bi	Висмут	$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^3$	$^4S_{3/2}$	7,29
84	Po	Полоний	$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^4$	$^3P_2$	8,43
85	At	Астат	$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^5$	$^2P_{3/2}$	9,50
86	Rn	Радон	$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^6$	$^1S_0$	10,74
VII период					
87	Fr	Франций	$7s^1$	$^2S_{1/2}$	3,98
88	Ra	Радий	$7s^2$	$^1S_0$	5,28
89	Ac	Актиний	$7s^2 5f^0 6d^1$	$^2D_{3/2}$	6,89
90	Th	Торий	$7s^2 5f^0 6d^2$	$^3F_2$	6,95
91	Pa	Протактиний	$7s^2 5f^2 6d^1$	$^4K_{11/2}$	5,89
92	U	Уран	$7s^2 5f^3 6d^1$	$^5L_6$	6,08
93	Np	Нептуний	$7s^2 5f^4 6d^1$	$^6L_{11/2}$	—
94	Pu	Плутоний	$7s^2 5f^5 6d^1$	$^7F_0$	—
95	Am	Америций	$7s^2 5f^7$	$^8S_{7/2}$	—

Z	Символ	Название элемента	Электронная конфигурация (в сокращенной форме)	Основное состояние	Потенциал ионизации, В
96	Cm	Кюрий	$7s^25f^76d^1$	$^9D_2$	—
97	Bk	Берклий	$7s^25f^86d^1$	$^8G_{15/2}$	—
98	Cf	Калифорний	$7s^25f^{10}$	$^5I_8$	—
99	Es	Эйнштейний	$7s^25f^{11}$	$^4I_{15/2}$	—
100	Fm	Фермий	$7s^25f^{12}$	$^3H_6$	—
101	Md	Менделеевий	$7s^25f^{13}$	$^2F_{7/2}$	—
102	No	Нобелий	$7s^25f^{14}$	$^1S_0$	—
103	Lr	Лоуренсий	$7s^25f^{14}6d^1$	$^2D_{3/2}$	—
104	Rf	Резерфордий	$7s^25f^{14}6d^2$	$^3F_2$	—
105	Db	Дубний	$7s^25f^{14}6d^3$	$^4F_{3/2}$	—
106	Sg	Сиборгий	$7s^25f^{14}6d^4$	$^5D_0$	—
107	Bh	Борий	$7s^25f^{14}6d^5$	$^6S_{5/2}$	—
108	Hs	Хассий	$7s^25f^{14}6d^6$	$^5D_4$	—
109	Mt	Мейтнерий	$7s^25f^{14}6d^7$	$^4F_{9/2}$	—
110	Ds	Дармштадтий	$7s^15f^{14}6d^9$	$^3D_3$	—
111	Rg	Рентгений	$7s^15f^{14}6d^{10}$	$^2S_{1/2}$	—
112	Cn	Коперниций	$7s^25f^{14}6d^{10}$	$^1S_0$	—
113	Nh	Нихоний	$7s^25f^{14}6d^{10}7p^1$	$^2P_{1/2}$	—
114	Fl	Флеровий	$7s^25f^{14}6d^{10}7p^2$	$^3P_0$	—
115	Mc	Московский	$7s^25f^{14}6d^{10}7p^3$	$^4S_{3/2}$	—
116	Lv	Ливерморий	$7s^25f^{14}6d^{10}7p^4$	$^3P_2$	—
117	Ts	Теннессин	$7s^25f^{14}6d^{10}7p^5$	$^2P_{3/2}$	—
118	Og	Оганесон	$7s^25f^{14}6d^{10}7p^6$	$^1S_0$	—

## Примечания.

1. Z – порядковый номер химического элемента.
2. При записи электронной конфигурации подуровни указаны в порядке их заполнения.
3. Серым цветом отмечены электронные конфигурации атомов, где нарушается  $(n + l)$ -правило заполнения электронных подоболочек.

## 2. Краткие сведения об ученых, внесших значительный вклад в развитие атомной физики

**Бальмер** Иоганн Якоб (1825–1898) – швейцарский математик и физик, автор фундаментальных работ по атомной спектроскопии. Установил в 1885 г., что длины волн видимой части спектра атома водорода связаны между собой простой зависимостью (формула Бальмера).

**Бор** Нильс Хенрик Давид (1885–1962) – датский физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии по физике 1922 г. «за заслуги в исследовании строения атомов и испускаемого ими излучения».

**Борн** Макс (1882–1970) – немецкий физик, лауреат Нобелевской премии по физике 1954 г. (совместно с В. Боте) «за фундаментальные исследования по квантовой механике, особенно за его статистическую интерпретацию волновой функции».

**Брэгг** Уильям Лоренс (1890–1971) – австралийский физик, лауреат Нобелевской премии по физике 1915 г. (совместно со своим отцом У. Г. Брэггом) «за заслуги в исследовании структуры кристаллов с помощью рентгеновских лучей».

**Брэкет** Фредерик Самнер (1896–1988) – американский физик. Открыл в 1922 г. спектральную серию в спектре атома водорода, все линии серии Брэкета расположены в далеком инфракрасном диапазоне.

**Гейгер** Ханс Вильгельм (1882–1945) – немецкий физик. В 1908 г. вместе с Э. Резерфордом предложил принцип обнаружения и подсчета альфа-частиц. Под руководством Гейгера В. Мюллер реализовал на практике несколько версий прибора для регистрации альфа-частиц и других ионизирующих излучений (счетчик Гейгера – Мюллера).

**Гейзенберг** Вернер Карл (1901–1976) – немецкий физик и философ, лауреат Нобелевской премии по физике 1932 г. «за создание квантовой механики, применение которой привело, помимо прочего, к открытию аллотропических форм водорода».

**Герлах** Вальтер (1889–1979) – немецкий физик. Выполнил ряд прецизионных экспериментов, в том числе по доказательству пространственного квантования магнитного момента атома (совместно с О. Штерном).

**Де Бройль** Луи Виктор Пьер Раймон (1892–1987) – французский физик и историк, лауреат Нобелевской премии по физике 1929 г. «за открытие волновой природы электронов».

**Джермер** Лестер Халберт (1896–1971) – американский физик. В 1927 г. совместно с К. Дэвиссоном открыл явление дифракции электронов на монокристалле никеля, что подтвердило гипотезу де Бройля о корпускулярно-волновой природе микрочастиц; этот эксперимент также имел значение для развития электронного микроскопа.

**Дирак** Поль Адриен Морис (1902–1984) – английский физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии по физике 1933 г. (совместно с Э. Шредингером) с формулировкой «за открытие новых плодотворных форм атомной теории».

**Дэвиссон** Клинтон Джозеф (1881–1958) – американский физик, лауреат Нобелевской премии по физике 1937 г. (совместно с Дж. Дж. Томсоном) «за экспериментальное открытие дифракции электронов на кристаллах».

**Зоммерфельд** Арнольд Иоганнес Вильгельм (1868–1951) – немецкий физик-теоретик и математик. Уточнил боровскую модель атома, что помогло объяснить тонкую структуру спектральных линий атома водорода; разработал теорию рентгеновского излучения.

**Комптон** Артур Холли (1892–1962) – американский физик, лауреат Нобелевской премии по физике 1927 г. (совместно с Ч. Уилсоном) «за открытие эффекта, названного его именем». Открыл, что длина волны рентгеновского излучения изменяется при взаимодействии его с электронами. Это позволило доказать, что рентгеновские лучи могут действовать как частицы.

**Лайман** Теодор (1874–1954) – американский физик. Открыл в 1914 г. спектральную линию в ультрафиолетовой части спектра водорода.

**Мозли** Генри Гвин Джефрис (1887–1915) – английский физик, один из основоположников рентгеновской спектроскопии. В 1913 г. установил зависимость между частотой спектральных линий характеристического рентгеновского излучения и атомным номером излучающего элемента (закон Мозли), которая способствовала правильному пониманию структуры атома.

**Пашен** Фридрих Луис Карл Генрих (1865–1947) – немецкий физик. Обнаружил в 1908 г. первые две линии спектральной серии водорода в инфракрасной области спектра; совместно с Э. Баком открыл в 1912 г. эффект Пашена – Бака.

**Планк** Макс Карл Эрнст Людвиг (1858–1947) – немецкий физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии по физике 1918 г. «в знак признания его заслуг в деле развития физики благодаря открытию квантов энергии».

**Пфунд** Август Герман (1879–1949) – американский физик. Открыл в 1924 г. спектральную серию в спектре атома водорода, все линии серии Пфунда расположены в далеком инфракрасном диапазоне.

**Рамзауэр** Карл (1879–1955) – немецкий физик. Обнаружил в 1921 г. явление аномально слабого рассеяния медленных электронов атомами инертных газов (эффект Рамзауэра). В 1914 г. разработал метод отклонения фотоэлектронов в магнитном поле, с помощью которого подтвердил квантовую теорию фотоэффекта.

**Рентген** Вильгельм Конрад (1845–1923) – немецкий физик, лауреат Нобелевской премии по физике 1901 г. «в знак признания необычайно важных заслуг перед наукой, выразившихся в открытии замечательных лучей, названных впоследствии в его честь».

**Ридберг** Иоганн Роберт (1854–1919) – шведский химик, классифицировавший оптический спектр и создавший в 1890 г. эмпирические формулы для спектральных линий, используя постоянную  $(1,0973 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1})$ , ныне известную как постоянная Ридберга.

**Томсон** Джозеф Джон (1856–1940) – английский физик, лауреат Нобелевской премии по физике 1906 г. «за исследования прохождения электричества через газы».

**Шредингер** Эрвин Рудольф Йозеф Александр (1887–1961) – немецкий физик и математик, лауреат Нобелевской премии по физике 1933 г. (совместно с П. Дираком) «за открытие новых плодотворных форм атомной теории».

**Штерн** Отто (1888–1969) – американский физик немецкого происхождения, лауреат Нобелевской премии по физике 1943 г. «за вклад в развитие метода молекулярных пучков и открытие и измерение магнитного момента протона».

**Эйнштейн** Альберт (1879–1955) – немецко-швейцарско-американский физик, лауреат Нобелевской премии по физике 1921 г. «за заслуги перед теоретической физикой и особенно за объяснение закона фотоэлектрического эффекта».

### 3. Соотношения между различными единицами измерения энергии

Энергия	эрг	Дж	эВ	г	а. е. м.	кал
1 эрг =	1	$10^{-7}$	$6,25 \cdot 10^{11}$	$1,11 \cdot 10^{-21}$	$6,70 \cdot 10^2$	$2,39 \cdot 10^{-8}$
1 Дж =	$10^7$	1	$6,25 \cdot 10^{18}$	$1,11 \cdot 10^{-14}$	$6,70 \cdot 10^9$	$2,39 \cdot 10^{-1}$
1 эВ =	$1,60 \cdot 10^{-12}$	$1,60 \cdot 10^{-19}$	1	$1,78 \cdot 10^{-33}$	$1,07 \cdot 10^{-9}$	$3,82 \cdot 10^{-20}$
1 г =	$9,00 \cdot 10^{20}$	$9,00 \cdot 10^{13}$	$5,61 \cdot 10^{32}$	1	$6,02 \cdot 10^{23}$	$2,14 \cdot 10^{13}$
1 а. е. м. =	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^{-10}$	$9,31 \cdot 10^8$	$1,66 \cdot 10^{-24}$	1	$3,56 \cdot 10^{-11}$
1 кал =	$4,18 \cdot 10^7$	4,18	$2,62 \cdot 10^{19}$	$4,66 \cdot 10^{-14}$	$2,80 \cdot 10^{10}$	1

### 4. Десятичные приставки к названиям единиц

ф – фемто ( $10^{-15}$ )	мк – микро ( $10^{-6}$ )	д – деци ( $10^{-1}$ )	Г – гига ( $10^9$ )
п – пико ( $10^{-12}$ )	м – милли ( $10^{-3}$ )	к – кило ( $10^3$ )	Т – тера ( $10^{12}$ )
н – нано ( $10^{-9}$ )	с – санти ( $10^{-2}$ )	М – мега ( $10^6$ )	П – пета ( $10^{15}$ )

## 5. Некоторые фундаментальные физические константы

Скорость света в вакууме	$c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ м/с (точно)}$
Элементарный заряд	$e = \begin{cases} 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \\ 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ} \end{cases}$
Масса электрона	$m_e = 0,911 \cdot 10^{-30} \text{ кг}$
Удельный заряд электрона	$e / m_e = \begin{cases} 1,76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг} \\ 5,27 \cdot 10^{17} \text{ СГСЭ/г} \end{cases}$
Масса протона	$m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Удельный заряд протона	$e / m_p = \begin{cases} 0,959 \cdot 10^8 \text{ Кл/кг} \\ 2,87 \cdot 10^{14} \text{ СГСЭ/г} \end{cases}$
Постоянная Планка	$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ $\hbar = \frac{h}{2\pi} = \begin{cases} 1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \\ 0,659 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с} \end{cases}$
Постоянная Ридберга	$R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ $R' = R / 2\pi c = 1,097 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$
Первый боровский радиус	$r_1 = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Энергия связи электрона в атоме водорода	$E = 13,56 \text{ эВ}$
Комптоновская длина волны электрона	$\lambda_c = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ м}$ $\tilde{\lambda}_c = \lambda_c / 2\pi = 3,86 \cdot 10^{-13} \text{ м}$
Классический радиус электрона	$r_e = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ м}$
Магнетон Бора	$\mu_B = \begin{cases} 0,9274 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тл} \\ 0,9274 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/Гс} \end{cases}$
Атомная единица массы	$1 \text{ а. е. м.} = \begin{cases} 1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \\ 931,5 \text{ МэВ} \end{cases}$
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}$ $1/4\pi\epsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ м/Ф}$
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$ $\mu_0/4\pi = 10^{-7} \text{ Гн/м}$



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

### Основной

*Гольдин, Л. Л.* Введение в квантовую физику : учеб. рук. / Л. Л. Гольдин, Г. И. Новикова. М., 1988.

*Ландсберг, Г. В.* Элементарный учебник физики : в 3 т. / Г. В. Ландсберг. М., 2019–2020. Т. 3 : Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика. 2019.

*Матвеев, А. Н.* Атомная физика / А. Н. Матвеев. М., 1989.

*Нерсесов, Э. А.* Основные законы атомной и ядерной физики / Э. А. Нерсесов. М., 1988.

Практикум по атомной физике / под ред. Л. И. Киселевского. Минск, 1989.

Практикум по атомной физике / С. А. Маскевич [и др.]. Гродно, 1999.

*Савельев, И. В.* Курс общей физики : учеб. пособие для вузов : в 5 кн. / И. В. Савельев. М., 2003–2006. Кн. 5 : Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. 2004.

*Сивухин, Д. В.* Атомная и ядерная физика : учеб. пособие : в 2 ч. / Д. В. Сивухин. М., 1989. Ч. 2 : Ядерная физика.

*Широков, Ю. М.* Ядерная физика : учеб. пособие / Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. М., 1980.

*Шпольский, Э. В.* Атомная физика : учеб. пособие : в 2 т. / Э. В. Шпольский. М., 1984.

### Дополнительный

*Борн, М.* Атомная физика / М. Борн. М., 1970.

*Вихман, Э.* Квантовая физика / Э. Вихман. М., 1986.

- Милантьев, В. П.* Атомная физика / В. П. Милантьев. М., 1999.
- Собельман, И. И.* Введение в теорию атомных спектров / И. И. Собельман. М., 1977.
- Тригг, Дж.* Физика XX века. Ключевые эксперименты / Дж. Тригг. М., 1978.
- Фано, У.* Физика атомов и молекул / У. Фано, Л. Фано. М., 1980.

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение .....	3
<i>Лабораторная работа 1.</i> Определение удельного заряда электрона методом магнетрона.....	4
<i>Лабораторная работа 2.</i> Определение времени жизни мюонов.....	12
<i>Лабораторная работа 3.</i> Спектр атома водорода .....	20
<i>Лабораторная работа 4.</i> Эффект Рамзауэра.....	32
<i>Лабораторная работа 5.</i> Распределение электронной плотности атома водорода .....	42
<i>Лабораторная работа 6.</i> Соотношение неопределенностей для фотонов .....	50
<i>Лабораторная работа 7.</i> Спектр атома натрия .....	57
<i>Лабораторная работа 8.</i> Рентгеновские спектры.....	75
Приложения .....	87
Список литературы .....	97

Учебное издание

**Попко** Геннадий Иванович  
**Хомич** Мария Ивановна  
**Железнякова** Татьяна Александровна

**АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.  
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

**Учебно-методическое пособие**

Ответственный за выпуск *Т. С. Петроченко*  
Художник обложки *Т. Ю. Таран*  
Технический редактор *Л. В. Жаборовская*  
Компьютерная верстка *С. Н. Егоровой*  
Корректор *Н. А. Ракуть*

Подписано в печать 17.03.2020. Формат 60×84/16. Бумага офсетная.  
Печать цифровая. Усл. печ. л. 5,81. Уч.-изд. л. 5,79. Тираж 125 экз. Заказ 2594.

Белорусский государственный университет.  
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,  
распространителя печатных изданий № 1/270 от 03.04.2014.  
Пр. Независимости, 4, 220030, Минск.

Издательско-полиграфическое частное унитарное предприятие «Донарит».  
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,  
распространителя печатных изданий № 1/289 от 17.04.2014.  
Ул. Октябрьская, 25, офис 2, 220030, Минск, Республика Беларусь.