

ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМА

Модель атома Томсона. Ядерная модель атома

Атом — наименьшая часть химического элемента, являющаяся носителем его свойств. Представление о том, что все вещества состоят из мельчайших «частичек» — атомов, возникло еще в античные времена. Однако понадобилось почти двадцать столетий, чтобы получить экспериментальные подтверждения атомистической теории и решить вопрос о внутреннем строении атомов. Большую роль в этом сыграл Д. И. Менделеев, разработавший Периодическую систему элементов (1869), в которой впервые на научной основе был поставлен вопрос о единой природе атомов.

Первая попытка создания модели атома принадлежит Дж. Томсону (1903). Согласно этой модели, атом представляет собой непрерывно заряженный положительным зарядом шар радиусом порядка 10^{-10} м, внутри которого около своих положений равновесия колеблются электроны. Суммарный отрицательный заряд электронов равен положительному заряду шара, так что атом в целом нейтрален. Модель Томсона была привлекательна тем, что она предполагала в атоме наличие электрона. Однако последующие эксперименты выявили ошибочность этой модели.

Э. Резерфорд (1911) провел опыты по рассеянию α -частиц (ядер атомов гелия) на тонкой (1 мкм) золотой фольге. Масса α -частиц примерно в 7300 раз больше массы электрона, ее заряд положительный и равен $2e$.

Из опытов Резерфорда следовало, что большинство α -частиц испытывает незначительные, порядка $1-2^\circ$, отклонения от первоначального направления. Однако небольшая часть α -частиц испытывала отклонение на значительно бóльшие углы, а некоторые частицы даже отражались, изменяя направление движения на обратное. Это возможно, лишь когда α -частицы взаимодействуют с *положительным зарядом большой массы*. Так как отклоняются лишь немногие α -частицы, то они проходят вблизи положительного заряда, *сосредоточенного в объеме, очень малом по сравнению с объемом атома* (рис. 178).

Резерфорд, основываясь на результатах проведенных опытов, предложил *ядерную (планетарную) модель атома*. Согласно этой модели, вокруг положительного ядра, имеющего заряд Ze

(Z — порядковый номер элемента в Периодической системе элементов Менделеева; e — элементарный заряд), размер 10^{-15} — 10^{-14} м и массу, практически равную массе атома, в области с линейными размерами порядка 10^{-10} м по замкнутым орбитам движутся электроны, образуя электронную оболочку атома. Так как атомы нейтральны, заряд ядра равен суммарному заряду электронов, т. е. вокруг ядра должно вращаться Z электронов.

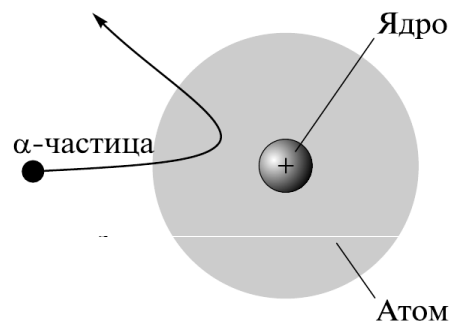


Рис. 178

Ядерная модель атома противоречит законам классической механики и электродинамики. Так, скорость электрона, движущегося по круговой орбите радиусом $r \approx 10^{-10}$ м, должна быть порядка

$v \approx 10^6$ м/с (можно рассчитать по формуле $\frac{m_e v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$), а уско-

рение $a = \frac{v^2}{r} \approx 10^{22}$ м/с. По законам классической электродинамики

ускоренно движущийся электрон должен *непрерывно* излучать электромагнитные волны, а поэтому терять энергию. В результате электроны будут приближаться к ядру и в конце концов упадут на него. Эти выводы противоречат наблюдаемой *стабильности* атомов.

Кроме того, из теории Резерфорда следует, что спектры атомов должны быть *непрерывными*, а на самом деле они являются линейными (см. § 151).

Попытки построить модель атома в рамках классической физики не привели к успеху: модель Томсона была опровергнута опытами Резерфорда, ядерная же модель оказалась неустойчивой электродинамически и противоречила опытным данным. Преодоление возникших трудностей потребовало создания качественно новой — *квантовой* — теории атома.

Линейчатые спектры атомов

Изучение спектров излучения разреженных газов сыграло большую роль в создании теории атома. Из экспериментов следовало, что их *спектр* является *линейчатым* (см. § 142), а линии в спектрах объединяются в группы или, как теперь говорят, наблюдаются определенные серии.

Отчетливее всего это проявляется в спектре простейшего атома — атома водорода, состоящего из массивного ядра (протона) и электрона, движущегося в кулоновском поле ядра.

Каждому элементу присущ свой, характерный только для него, спектр излучения, а вид линейчатого спектра не зависит от способа возбуждения атома.

И. Бальмер (1885) подобрал эмпирическую формулу, описывающую все известные в то время спектральные линии атома водорода в *видимой области спектра*:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots), \quad (151.1)$$

где $R' = 1,10 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ — **постоянная Ридберга**. Так как $\nu = \frac{c}{\lambda}$, формулу (151.1) можно переписать для частот:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots), \quad (151.2)$$

где $R = R' c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ — также постоянная Ридберга.

Из выражений (151.1) и (151.2) вытекает, что спектральные линии различающиеся значениями n , образуют группу или серию линий, называемую **серией Бальмера**. С увеличением n линии серии сближаются; значение $n = \infty$ определяет **границу серии**, к которой со стороны больших частот примыкает сплошной спектр.

В дальнейшем в спектре атома водорода обнаружено еще несколько серий. В *ультрафиолетовой области спектра* находится

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

в инфракрасной области спектра

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

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

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

- **серия Хэмфри** $\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 7, 8, 9, \dots).$

Все приведенные серии в спектре атома водорода могут быть описаны одной формулой, называемой **обобщенной формулой Бальмера**:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (151.3)$$

где m имеет в каждой серии постоянное значение, $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ (*определяет серию*); n принимает целочисленные значения, начиная с $m + 1$ (*определяет отдельные линии этой серии*).

Исследование более сложных спектров — спектров паров щелочных металлов (например, Li, Na, K) — показало, что они представляются набором незакономерно расположенных линий. Й. Ридбергу удалось разделить их на три серии, каждая из которых располагается подобно линиям серии Бальмера.

Приведенные ранее серийные формулы долгое время не имели теоретического обоснования, хотя и были подтверждены экспериментально с очень большой точностью. Вид серийных формул, удивительная повторяемость в них целых чисел, а также универсальность постоянной Ридберга свидетельствуют о глубоком физическом смысле найденных закономерностей, вскрыть которые в рамках классической физики оказалось невозможным.

Постулаты Бора

Н. Бор (1913) попытался связать ядерную модель атома и закономерности линейчатых спектров с квантовой теорией. В дополнение к классическим представлениям он сформулировал некоторые ограничения в виде постулатов, накладываемых на возможные состояния электронов в атоме.

Основы теории Бора составляют сформулированные им два постулата.

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний): в атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем) состояния, в которых он не излучает энергию; эти состояния характеризуются определенными дискретными значениями энергии.

Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. При этом не происходит излучения электромагнитных волн.

Согласно Бору, в стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь *дискретные квантованные значения* момента импульса, удовлетворяющие условию

$$m_e v r_n = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (152.1)$$

где m_e — масса электрона; v — его скорость на n -й орбите радиусом r_n ,

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \quad (152.2)$$

— **постоянная Планка**. Выражение (151.1) называют **правилом квантования орбит** по Бору.

Второй постулат Бора (правило частот): при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (поглощается) один фотон с энергией

$$h\nu = E_n - E_m, \quad (152.3)$$

равной разности энергий соответствующих стационарных состояний [E_n и E_m — соответственно энергии стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения)].

При $E_m < E_n$ происходит излучение фотона (переход атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, т. е. переход электрона с более удаленной от ядра орбиты на близлежащую); при $E_m > E_n$ — поглощение фотона (переход атома в состояние с большей энергией, т. е. на более удаленную от ядра орбиту). Набор

возможных дискретных частот $\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$ квантовых переходов и

определяет линейчатый спектр атома.

Впоследствии опытами Д. Франка и Г. Герца (1913), которые здесь не рассматриваются, были экспериментально надежно подтверждены первый и второй постулаты Бора.