

Конспект лекций по курсу общей физики. Часть III
“Оптика. Квантовые представления о свете.
Атомная физика и физика ядра”
Лекция № 11

8. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВАНИЯ ФИЗИКИ АТОМА

8.1. Ядерная модель атома Опыты Резерфорда

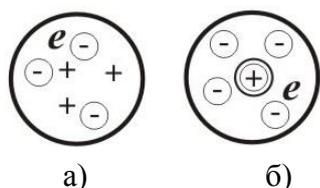
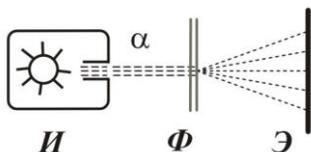


Рис.1

К началу XX века реальность атома была общепризнанной: были определены размеры атома (10^{-8} см), накоплены данные о сложности его строения, было установлено, что атом состоит из положительно заряженной части, связанной с основной массой атома, и легких отрицательных электронов.

Два типа структуры атома, которые можно было бы себе представить, показаны на рисунке 1. Наиболее интересной и аналитически наиболее полно проработанной классической моделью атома оказалось модель Томсона (1902г). Согласно этой модели (рис.1а)



И—источник α -частиц в свинцовом футляре,
Ф—рассеивающая пластинка толщиной 10^{-7} – 10^{-8} м,
Э—флуоресцирующий

Рис.2

атом выглядит как шар положительно заряженной материи, в него погружены практически точечные отрицательные заряды—электроны. Они как бы плавают в «облаке» положительного электричества, возможно располагаются слоями. Положительный заряд скомпенсирован отрицательным.

Однако опыт решил вопрос в пользу ядерной модели атома (рис.1б). Впервые это было экспериментально показано с помощью так называемого резерфордовского рассеяния (рис.2).

Э.Резерфорд в 1911 изучал прохождение α -частиц через тонкие пластинки золота и платины. **Альфа-лучи** возникают при радиоактивном распаде некоторых тяжелых элементов ($q_\alpha = 2e$, $m_\alpha = 4m_p$) и имеют большие энергии. Альфа-частицы, прошедшие сквозь фольгу и рассеянные ею, вызывали вспышки на флуоресцирующем экране. Однако некоторые из них отклонялись на углы до 150° .

Резерфорд предположил, что весь положительный заряд Ze атома сосредоточен в сердцевине, называемой **ядром**, а электроны окружают его. В этом случае становится понятной геометрия столкновения: налетающая частица прошла бы на расстоянии u от ядра, не будь между ними силы отталкивания (рис.3а); угол отклонения Θ зависит от расстояния u (рис.3б). Величина u называется **параметром удара** (или **прицельным расстоянием**).

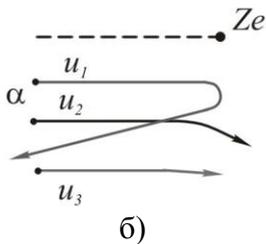
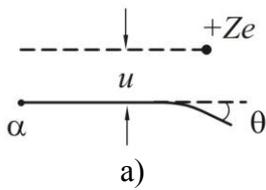


Рис.3

Метод Резерфордовского рассеяния применяется во многих современных исследованиях атомов, ядер, элементарных частиц.

Производя теоретические расчеты и используя данные опытов, Резерфорд сделал следующие выводы:

1. *Внутри атома находится положительно заряженное ядро с зарядом $+Ze$, в котором сосредоточена почти вся масса атома.*

2. *Положительный заряд атома сосредоточен в очень малом объеме ($\sim 10^{-12}$ см).*

3. *Вокруг положительного заряда под действием электростатической силы движутся отрицательно заряженные электроны.*

4. *Закон Кулона применим вплоть до расстояний 10^{-12} см между центрами взаимодействующих частиц.*

5. *Число, измеряемое заряд ядра (в единицах, равных заряду электрона), равно порядковому номеру элемента в периодической таблице.*

Однако модель атома Резерфорда сразу же столкнулась с трудностью. Такая система, с точки зрения классической физики, должна быть неустойчивой. Согласно электродинамике, вращающийся электрон должен излучать электромагнитные волны, и эта потеря энергии должна была приводить к уменьшению радиуса электронной орбиты, следовательно—к падению электрона на ядро. Иначе говоря, атом в устойчивом состоянии должен обладать размером ядра, что противоречит опыту.

Эти трудности были преодолены на основе *коренного пересмотра представлений о поведении микрочастиц в силовых полях и характере их взаимодействий.*

8.2. Опыты Франка и Герца (1913г)

Рассмотрим другие экспериментальные факты, лежащие в основе современных представлений об атоме.

Идея опытов Франка и Герца сводилась к следующему. Измерить те энергии, которые может получить атом, как от света, так и от других носителей энергии, например, заряженных частиц. Ответить на вопрос—является ли дискретность энергетических состояний характерным свойством изолированного атома?

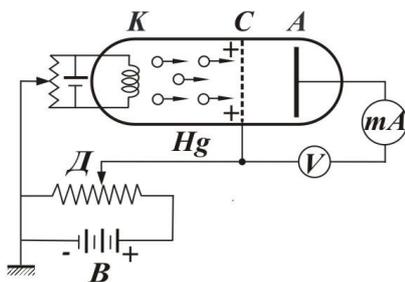


Рис.4

Схема установки Франка и Герца изображена на рисунке 4. Электроны от термокатода K ускорялись в направлении сетки C при помощи положительного потенциала, полученного от батареи B . Между сеткой и анодом A было приложено слабое электрическое поле противоположного направления.

В баллоне находится газ, например, пары ртути, при постоянном давлении.

Если электрон, начав движение от нити накала достигнет сетки без каких-либо столкновений, он, по-видимому, попадает на анод A и регистрируется миллиамперметром как часть общего тока. Если контакт D медленно и непрерывно двигают вправо, постепенно возрастает напряжение на сетке, электроны приобретают все более и более высокую скорость перед тем, как достигнут сетки и анода.

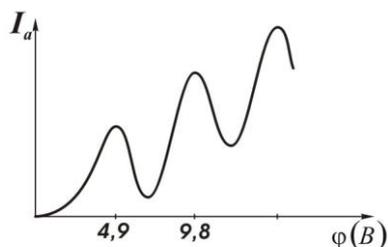


Рис.5а

Однако изменение анодного тока достигает максимума (рис.5а), затем убывает до минимума, вновь возрастает до максимума, опять снижается до минимума и т.д.

Рост и спад объясняется следующим образом. Когда электроны приобретут достаточно высокую скорость и неупруго сталкиваются с атомами, они отдают атому только определенную порцию энергии и не могут достичь анода, ток уменьшается. При более высоком напряжении электроны после соударения способны приобрести достаточно энергии и дойти до анода, ток возрастает. При еще больших напряжениях каждый электрон, испытав одно за другим 2 соударения, не может дойти до анода, ток уменьшается, и т.д.

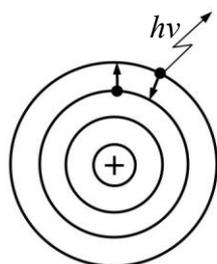


Рис.5б

Цифра $\phi = 4,9В$ есть резонансный потенциал атома ртути. Таким образом при неупругом столкновении электрон отдает энергию $W = e\phi$ и эта порция энергии, поглощенная валентным электроном, переводит атом ртути из низшего энергетического состояния в первое более высокое (возбужденное) энергетическое состояние (рис.5б) с последующим излучением атомом кванта с энергией $h\nu = e\phi$. Соответствующая длина волны была зафиксирована спектральным аппаратом.

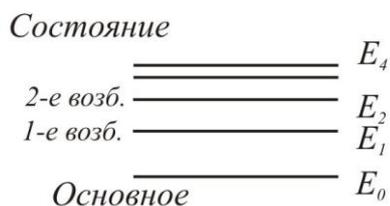


Рис.6

Опыт показал, что у атомов существует не одно, а множество дискретных возбужденных состояний (рис.6). Т. е. энергия атомов меняется дискретно.

Таким образом, опыты Франка и Герца, **установив факт дискретности энергетических состояний изолированных атомов, доказывает, что свойства микромира существенно отличаются от свойств макромира, в котором энергия изменяется непрерывно.**

8.3. Теория атома Бора (1913г)

Затруднения классической физики в объяснении ряда экспериментальных фактов частично были разъяснены датским физиком Н.Бором. его анализ проблем привел к неожиданному, с точки зрения физики начала XX века, выводу: ошибочно убеждение, что область применимости представлений классической физики беспредельна, она ограничена явлениями в макросистемах, к событиям в

микросистемах (атомах, молекулах) представления классической физики неприменимы.

Бор предложил теорию атомов, в основу которой положил три постулата.

I-й постулат Бора называется постулатом стационарных состояний.

Из бесконечного числа электронных орбит, возможных с точки зрения классической физики, в действительности осуществимы только некоторые определенные стационарные орбиты. При движении электрона по любой из этих орбит, несмотря на то, что он движется с ускорением, электрон, вопреки классической электродинамике, не излучает энергии.

Наблюдения, в том числе и опыты Резерфорда, указывают на такой характер внутриатомного движения.

На неизбежный вопрос, как выделить эти дискретные орбиты из числа возможных с точки зрения классической физики орбит, дает ответ второй постулат Бора:

II-й постулат называется правилом квантования.

Из всех возможных с точки зрения классической физики орбит в атоме осуществляются только те, для которых момент количества движения L электрона равен целому кратному величины $\frac{h}{2\pi}$, т. е.

$$L = n \frac{h}{2\pi}, \quad (1)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ и т.д.,
 h – постоянная Планка.

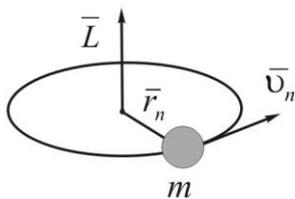


Рис.7

Если электрон массы m со скоростью v_n движется по круговой стационарной орбите номера n и радиуса r_n (рис.7), то его момент количества движения L равен

$$L = m v_n r_n \quad (2)$$

Отсюда для круговых стационарных орбит

$$m v_n r_n = \frac{n h}{2\pi}. \quad (3)$$

Любопытная деталь – де Бройлю удалось обосновать оба постулата Бора. С

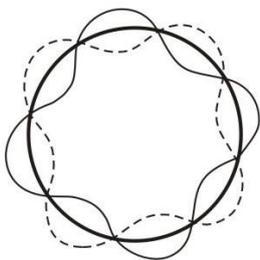


Рис.8а

электроном связана волна. При распространении волны в пространстве переносится энергия. Из теории колебаний известно: для того, чтобы в данной области пространства (струна, круговая орбита электрона в атоме) энергия волнового движения, энергия электронной волны не распространялась в другие области, необходимо, чтобы в этой области была не бегущая, а стоячая волна. На круговой орбите стоячая волна возникает при интерференции двух встречных волн в том случае, если на орбите уложиться целое

число их длин (рис.8а), т. е.

$$2\pi r = n \lambda,$$

согласно де Бройлю

$$\lambda = \frac{h}{m v},$$

подставим второе уравнение в первое, получим

$$n h = m v r \cdot 2 \pi \text{ или } m v r = \frac{n h}{2 \pi}.$$

То есть получили выражение, в точности совпадающее с аналитическим выражением постулата Бора.

Таким образом, т. к. гипотеза де Бройля верна, то два первых постулата Бора не просто предположения, правильно угадывающие свойства движения электронов в атоме, а логические следствия волновой природы частиц.

Анализируя спектральные закономерности атомных спектров, Бор первым понял, что атомы изменяют энергию не любым способом, а только дискретно. Эту мысль он сформулировал в третьем постулате:

III-й постулат называется правилом частот.

Излучение испускается или поглощается атомом при переходе электрона из одного квантового (стационарного) состояния в другое (при квантовом скачке). Причем разность энергии этих двух состояний излучается или поглощается в виде светового кванта энергии $h\nu$.

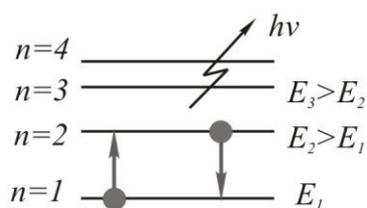


Рис.8б

Таким образом, если $E_1, E_2, E_3 \dots$ есть энергии стационарных состояний, то при переходе атома из состояния E_1 в состояние E_2 ($E_2 > E_1$) поглощается квант энергии (рис.8б), а переход 2–1 сопровождается излучением кванта энергии:

$$E_2 - E_1 = h\nu, \quad (4)$$

где ν – частота излучаемой линии.

Это соотношение часто называют **боровским условием частот**. Оно выражает закон сохранения энергии.

Каждая спектральная линия связана с двумя стационарными состояниями атома, действительно,

$$E_2 - E_1 = \frac{hc}{\lambda} \text{ или } \kappa = \frac{1}{\lambda} = \frac{E_2}{hc} - \frac{E_1}{hc},$$

где κ – волновое число.

Обозначив

$$T(m) = \frac{E_2}{hc} \text{ и } T(n) = \frac{E_1}{hc},$$

получим

$$\kappa = \frac{1}{\lambda} = T(m) - T(n). \quad (5)$$

Это известная аналитическая формулировка **комбинационного принципа**. Числа $T(m)$ и $T(n)$ называются **спектральными термами**.

Опишем на основании теории Бора спектральные закономерности водородоподобного атома.

8.4. Спектр атома водорода

Водородоподобный атом – система, состоящая из ядра с зарядом $+Ze$ и одного электрона (рис.9). Электрон массы m_e движется по круговой орбите радиуса r_n со скоростью v_n . На такой траектории его удерживает кулоновская сила притяжения электрона к ядру, играющая роль центростремительной силы,

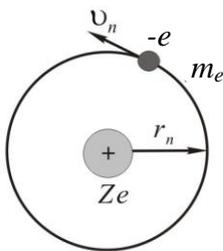


Рис.9

$$\frac{(Ze) e}{4 \pi \varepsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e v_n^2}{r_n} \quad (Z=1 \text{ для водорода}). \quad (6)$$

Принимая во внимание правило квантования орбит

$$m_e v_n r_n = \frac{n h}{2 \pi},$$

найдем радиус возможных стационарных орбит в атоме и скорость движения электрона на них. Решая систему этих уравнений, получим

$$r_n = \frac{n^2 h^2 \varepsilon_0}{\pi m_e Z e^2} \text{ и } v_n = \frac{Z e^2}{2 \varepsilon_0 n h}. \quad (7)$$

Энергия электрона в атоме складывается из кинетической энергии T и потенциальной энергии U притяжения электрона к ядру. Используя формулы для радиуса и скорости, определим ее,

$$E_n = T + U = \frac{m_e v_n^2}{2} - \frac{Z e^2}{4 \pi \varepsilon_0 r_n} = -\frac{m_e Z^2 e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2 n^2}. \quad (8)$$

Из равенства следует, что энергия атома дискретна, с увеличением n энергия атома растет (уменьшается ее отрицательная величина), поэтому свет атомом испускается при переходе электрона с высоких уровней m (более удаленных орбит) на низкие n (на менее удаленные от ядра орбиты). Волновое число спектральной линии, излучаемое при этом переходе

$$\kappa = \frac{1}{\lambda} = \frac{E_m}{hc} - \frac{E_n}{hc} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (9)$$

где $R = 109740 \text{ см}^{-1}$ – постоянная Ридберга. Это константа, объединяющая все константы данного соотношения.

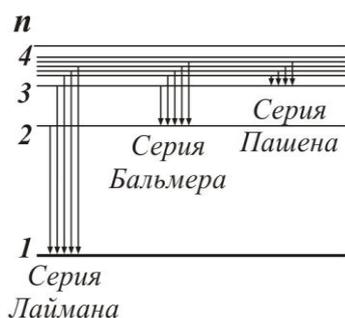


Рис.10

Ряд возможных значений энергии атома водорода можно выразить с помощью схемы уровней энергии (рис.10).

Теория Бора сделала ясным физический смысл спектральных серий, которые наблюдаются в спектре атома водорода. Спектральные серии представляют собой монохроматические излучения, которые возникают в результате перехода атома в данное состояние n из всех возможных возбужденных

состояний m , расположенных выше данного. Так, серия Лаймана соответствует переходам из возбужденных состояний в нормальное с квантовым числом $n = 1$, находится в ультрафиолетовой области спектра.

В спектре излучения атомарного водорода имеются серии Лаймана, Бальмера (видимая область), Пашена (инфракрасная область) и другие. Эти серии эмпирически были открыты, соответственно, в 1906г., 1885г., 1908г. и названы в честь первооткрывателей.

$$\begin{aligned} \kappa = \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) & n = 2, 3, 4, \dots \text{ Серия Лаймана} \\ \kappa = \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) & n = 3, 4, 5, \dots \text{ Серия Бальмера} \\ \kappa = \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) & n = 4, 5, 6, \dots \text{ Серия Пашена.} \end{aligned}$$

Теория атома Бора достигла больших успехов в обосновании атомной спектроскопии, показала определенную роль квантовых законов в микромире, способствовала установлению ряда важных экспериментальных фактов. Однако, наряду с достоинствами, теория Бора обладает рядом серьезных недостатков, она была внутренне логически противоречива. Безуспешной оказалась попытка построения теории атома гелия (одного из простейших атомов периодической системы); не давала аппарата для расчета интенсивностей спектральных линий и т.д. После открытия волновых свойств микрочастиц стало ясно, что теория Бора могла быть только переходным этапом к созданию последовательной теории атомных процессов. Такой последовательной теорией явилась квантовая механика.