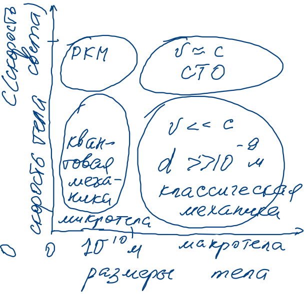


Квантовая механика

Модель атома по Резерфорду

Д.И. Менделеев
Дж. Томсон
Э. Резерфорд (1911)

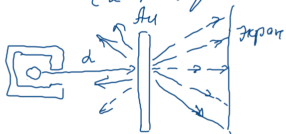
ядерная модель атома
(планетарная модель)

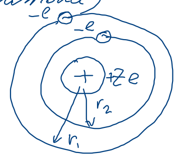
α_2^4 – частица, ядро атома гелия

(2 нейтрона и 2 протона)

$c = 3 \cdot 10^8 \ \frac{м}{с}$

$v \le c$





e – эл. заряд

$e = \pm 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Кл

$R_я \approx 10^{-15} - 10^{-14}$ м

$R_{ат} \approx 10^{-10}$ м

$m_я \approx m_{ат}$

$m_e << m_я$

m_e – масса электрона

Ур-е Шрёдингера

РКМ – релятивистская квантовая механика

ур- Дирака

$$\bar{a} = \frac{\bar{F}}{m}$$

$$\frac{v^2}{r} = \frac{Ze \cdot e}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\frac{1}{m_e};$$

$r; v$ – два параметра

$W = W_к + W_п$; $W_к = \frac{m_e v^2}{2}$

1 Спектры атомов являются линейчатыми

2. $r \approx 10^{-10}$ м $v \approx 10^{6}\ \frac{м}{с}$ $a = \frac{v^2}{r} \approx 10^{22}\ \frac{м}{с^2}$

должна излучаться энергия непрерывна

Линейчатый спектр атома водорода (самостоятельно)

Спектры излучения разреженных (спектры излучения отдельных атомов) имеют линейчатый, в том числе спектр атома водорода.

Швейцарский ученый И. Бальмер (1825– 1898) подобрал эмпирическую формулу, которая описывает спектральные линии в видимой части спектра.

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

$n = 3, 4, 5, \ldots$ $R' = 1{,}1 \cdot 10^{7}\ м^{-1}$ – постоянная Ридберга

$$\nu = \frac{c}{\lambda}; \quad \nu = R \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

$R = R' \cdot c$ – также постоянная Ридберга

Все спектральные линии образуют группу или серию линий, называемой серией Бальмера

Далее были обнаружены еще несколько серий линий

Ультрафиолетовая область (серия Лаймена) $\Rightarrow \nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)$; $n = 2, 3, 4, \ldots$

Инфракрасная область (серия Пашена) $\Rightarrow \nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$; $n = 4, 5, 6, \ldots$

(Серия Брэкета) $\Rightarrow \nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$; $n = 5, 6, 7, \ldots$

(Серия Пфунда)

(Серия Хэмфри)

Обобщенная формула Бальмера $\Rightarrow \nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$; $m = 1, 2, 3, \ldots$

m - определяет серию

$n = m+1; m+2; m+3; \ldots$

n определяет отдельные линии в спектре

Сложные спектры паров щелочных металлов и т.д. имеют также определенные закономерности. В рамках классической физики эти закономерности описать не удается

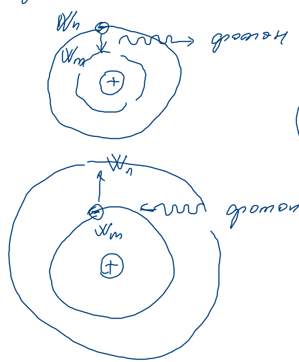
Теория атома водорода по Бору   Н. Бор 1913

Два постулата

I постулат, постулат стационарных состояний $\underline{m_e v r_n = n\hbar}$ $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; $n = 1, 2, 3 \ldots$

Момент импульса эл-на в атоме принимает дискретные значения квантуется

II постулат фотон $h\nu = W_n - W_m$ W_n и W_m – значения энергии эл-на в атоме, находящегося на стационарных орбита



$W_n > W_m$

$$\boxed{\nu = \frac{W_n - W_m}{h}}$$

Водородоподобный атом

Заряд ядра Ze

Один электрон e

$a = \frac{F}{m_e}$; $\frac{v^2}{r} = \frac{F_K}{m_e}$

$$F_K = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze\cdot e}{r^2}$$

$$\boxed{\frac{v^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{m_e r_n^2} \qquad m_e v r_n = n\hbar}$$

решить систему ур-й

$n = 1, 2, 3, 4, \ldots$

$$r_n = n^2\frac{\hbar^2 4\pi\varepsilon_0}{m_e Z e^2}; \quad n = 1, 2, 3, \ldots$$

квантовое число

$r_n \sim n^2$

Атом водорода $Z=1$; $n=1$

$r_1 = 52,8$ нм — первый боровский радиус

$$W = W_{пот} + W_к = \frac{mv^2}{2} + \left(-\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)$$

1 э.В $= 1,62\cdot 10^{-19}$ Дж

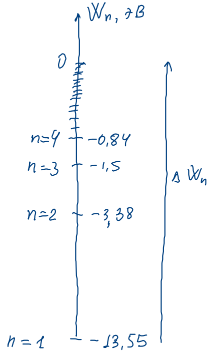
$$W_n = -\frac{1}{n^2}\frac{Z^2 m_e e^4}{8h\varepsilon_0^2}; \quad n = 1, 2, 3 \ldots$$

$W_n < 0$; W_n электрона квантуется

$Z = 1$

$n = 1$ основное состояние

$n > 1$ возбужденное состояние



$n = \infty$ $W_n = 0$ электрон свободен

$W_n > 0$ —"—

$Z = 1$; Атом водорода

$n \to m$

$$h\nu = W_m - W_n = -\frac{m_e e^4}{8h^2\varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3\varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

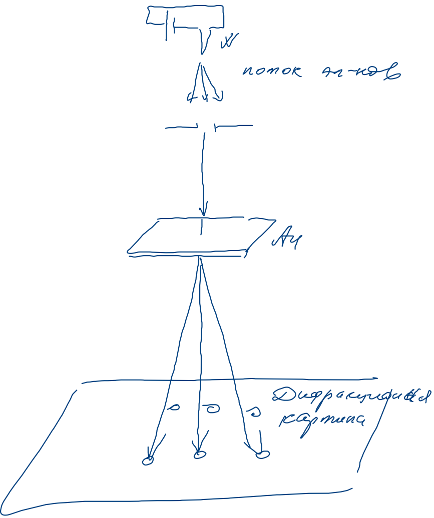
$R = \frac{m_e e^4}{8h^3\varepsilon_0^2}$ — постоянная Ридберга

соответствует эксперименту

Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества

фр. учёный Луи де Бройль 1892 – 1987

1923 г.



Корпускулярные хар-ки: масса m
импульс p
энергия W

Волновые характеристики длина волны λ
частота излучения ν

$m, p, W \qquad \lambda, \nu$

$W = h\nu$; $p = \dfrac{h}{\lambda}$ $\qquad W = mc^2$

$\lambda = v T = v \dfrac{1}{\nu}$

Волна де Бройля $\qquad \lambda = \dfrac{h}{p}$

1948 г – Россия – Фабрикант

1 $\quad m = 10^{-3}$ кг $\quad v = 1 \; \frac{м}{с}$

$p = mv \qquad \lambda = \dfrac{h}{p} \qquad \lambda = 6{,}62 \cdot 10^{-31}$ м

$W = h\nu$

Соотношение неопределенностей (Гейзенберга)

В. Гейзенберг (1927г)

$p = mv$

Классическая механика

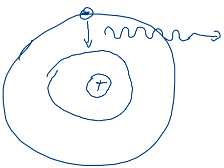
$(x, y, z)\ ;\ p = mv$

$\vec{v} = v_x \vec{i} + v_y \vec{j} + v_z \vec{k}$

$i = j = k = 1$

Квантовая механика

$p = \dfrac{h}{\lambda} \qquad \lambda = \dfrac{h}{p}$



$W = h\nu \qquad \nu = \dfrac{W}{h} \qquad \Delta\nu = \dfrac{\Delta W}{h}$

Объект микромира (микрочастица) нельзя одновременно с любой заданной наперед точностью характеризовать координатой и импульсом

Соотношение неопределенностей

x	Δx	p_x	Δp_x
y	Δy	p_y	Δp_y
z	Δz	p_z	Δp_z

$$\left.\begin{cases} \Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \\ \Delta y \cdot \Delta p_y \geq h \\ \Delta z \cdot \Delta p_z \geq h \end{cases}\right\} \rightarrow$$

Микрочастица не может иметь одновременно определенную координату и определенную проекцию импульса

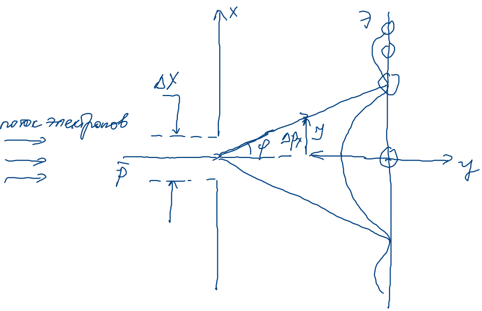
Произведение неопределенностей координаты и соответ. ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка постоянной Планка

$\Delta x = 0 \qquad \Delta p_x \rightarrow \infty$

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq h$$

ΔW – неопределенность энергии некоторого состояния системы

Δt – промежуток времени в течение которого это состояние существует



$$\Delta p_x = p \sin\varphi = \frac{h}{\lambda}\sin\varphi$$

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h$$

Поток электронов проходит через узкую щель шириной Δx. Наблюдаем дифракцию и на экране наблюдается дифракционная картина.
Главный максимум, побочные максимумы не рассматриваем

До прохождения щели

$p_x = 0$; $\Delta p_x = 0$ - электроны двигаются вдоль оси y

При прохождении через щель положение определяется с точностью Δx - ширина щели. Электроны отклоняются от исходного направления из-за дифракции и двигаются в пределах угла 2φ

$$\Delta p_x = p \sin\varphi = \frac{h}{\lambda}\sin\varphi$$

Рассмотрим для простоты первый min, к-й соответствует условию

$$\Delta x \cdot \sin\varphi = \lambda \qquad \Delta x = \frac{\lambda}{\sin\varphi}$$

$$\Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \sin\varphi$$

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\sin\varphi}$$

Перемножаем

$$\Delta p_x \cdot \Delta x = h$$

Часть эл-нов отклоняется на больший максимум, т. е.

$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h$ — соотношение неопределенностей

Соотношение неопределенностей является квантовым ограничением применимости классической механики к микрообъектам. Рассмотрим примеры

$\Delta x \cdot \Delta p_x \geqslant h$ $\Delta x \cdot \Delta (m v_x) \geqslant h$ $\Delta x \cdot \Delta v_x \geqslant \frac{h}{m}$

1. Пылинка $m = 10^{-12}$ кг $l = 10^{-6}$ м

$\Delta x = 0{,}01 l$ $\Delta x = 10^{-8}$ м $\Delta v_x = \frac{h}{m \Delta v_x} = 6{,}62 \cdot 10^{-14} \frac{м}{с}$

2. Электрон $m = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ кг

$v_x = 10^8 \frac{м}{с}$ $\Delta v_x = 0{,}01\%$ от v_x; $\Delta v_x = 10^4 \frac{м}{с}$ $\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = 7{,}27 \cdot 10^{-6}$ м

3. Электрон в атоме водорода

$\Delta x = 10^{-10}$ м $m = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ кг $\Delta v = 7{,}2 \cdot 10^6 \frac{м}{с}$ $v = 2{,}3 \cdot 10^6 \frac{м}{с}$

$\Delta v \approx v$

Волновая функция и её статистический смысл

1900 – 1920

М. Планк (нем)

Э. Шредингер (австр)

В. Гейзенберг (нем)

П. Дирак (англ.)

М. Борн (1926) (нем)

$$\lambda = \frac{h}{p}$$ Волна де Бройля

М. Борн предположил, что по волновому закону меняется амплитуда вероятности или **волновая функция** $\Psi(x, y, z, t)$

Вероятность для частицы $\Psi^2(x, y, z, t)$; $P \sim \Psi^2$

$$|\Psi|^2 = \Psi \Psi^*$$

В квантовой механике состояние микрочастиц описывается с помощью волновой функции, которая имеет статистический смысл

$dP = |\Psi|^2 \cdot dV$ ← вероятность нахождения частицы в объеме dV

$$\int_{-\infty}^{\infty} dP = 1 \qquad \int_V |\Psi|^2 dV = 1$$ ← условие нормировки

Волновая функция $\Psi(x, y, z, t)$ должна быть конечной, однозначной, непрерывной

$$\bar{a} = \frac{\bar{F}}{m}$$

$$\bar{a} = \frac{d^2\bar{r}}{dt^2} = \frac{d^2x}{dt^2}\bar{i} + \frac{d^2y}{dt^2}\bar{j} + \frac{d^2z}{dt^2}\bar{k}$$

$$m\bar{a} = m\cdot\left(\frac{dx^2}{dt^2}\bar{i} + \frac{d^2y}{dt^2}\bar{j} + \frac{d^2z}{dt^2}\bar{k}\right) = \bar{F}$$

Движение в потенциальном поле

$W_п$ – потенциальная энергия

$W_п = W_п(x, y, z)$

$$\bar{F} = -\overline{\mathrm{grad}}\,(W_п) = -\left(\frac{\partial W_п}{\partial x}\bar{i} + \frac{\partial W_п}{\partial y}\bar{j} + \frac{\partial W_п}{\partial z}\bar{k}\right)$$

$$m\left(\frac{d^2x}{dt^2}\bar{i} + \frac{d^2y}{dt^2}\bar{j} + \frac{d^2z}{dt^2}\bar{k}\right) = -\left(\frac{\partial W_п}{\partial x}\bar{i} + \frac{\partial W_п}{\partial y}\bar{j} + \frac{\partial W_п}{\partial z}\bar{k}\right)$$

$$x = x(t)$$
$$y = y(t)$$
$$z = z(t)$$

Закон движения макротела

Уравнение Шрёдингера (волновое уравнение)

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U(x,y,z,t)\cdot\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

m — масса микрочастицы

$i^2 = -1$

$U(x,y,z,t)$ — потенциальная энергия

$\Psi(x,y,z,t)$ — волновая функция

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

Δ — оператор Лапласа $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

Ψ должна быть
- однозначной
- конечной
- непрерывной

$dP = |\Psi|^2 dV$ $|\Psi|^2$ интегрируемой

$$P = \int_V dP = \int_V |\Psi|^2 dV$$

$U(x,y,z,t)$ — потенциальная функция микрочастицы в силовом поле

$U(x,y,z)$ — стационарное поле

Уравнение Шредингера для стационарных состояний

$U = U(x, y, z)$

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

E – полная энергия микрочастицы

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\cdot e^{-i\frac{E}{\hbar}\cdot t}\Delta\psi + U(x,y,z)\cdot\psi\cdot e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = i\hbar\left(-i\frac{E}{\hbar}\right)\psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$$

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$$

Ур-е Шредингера для стационарного состояния

Ур-е Ш. имеет решение лишь при определенных наборах значений полной энергии E.

Эти значения энергии называются собственными значениями.

Волновые функции, соответствующие этим собственным значениям энергии называются собственными функциями.

Собственные значения энергии могут образовывать дискретный либо непрерывный ряд.

Движение свободной микрочастицы

$U(x,y,z)=0 \qquad E = U + E_{кин} = E_{кин}$

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$$

Рассмотрим движение частицы вдоль оси x

$\psi = \psi(x)$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial^2 x} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0 \Rightarrow \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$$

$\psi(x) = Ae^{ikx}$ $\quad A = const; \; k = const$

$$\frac{d\psi}{dx} = ikAe^{ikx} \qquad \frac{d^2\psi}{dx^2} = i^2kAe^{ikx} = -k^2Ae^{ikx}$$

$$\Psi(x,t) = A\cdot e^{ikx}\cdot e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$$

$$\Psi(x,t) = Ae^{i(kx-\frac{E}{\hbar}t)}$$

$$-k^2Ae^{ikx} + \frac{2m}{\hbar^2}EAe^{ikx} = 0$$

$$\frac{E}{\hbar} = \omega \qquad p_x = k\hbar \qquad k = \frac{p_x}{\hbar}$$

$$e^{ikx}\left(-k^2 + \frac{2m}{\hbar^2}E\right) = 0$$

$$\Psi(x,t) = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - p_x \cdot x)}$$

Это есть плоская монохроматическая волна де Бройля

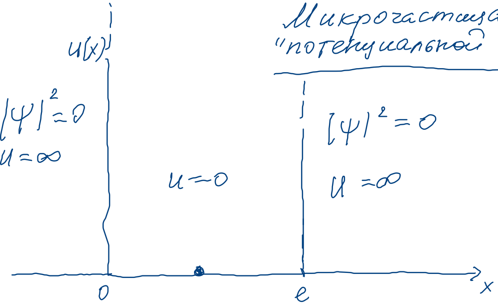
$$-k^2 + \frac{2m}{\hbar}E = 0$$

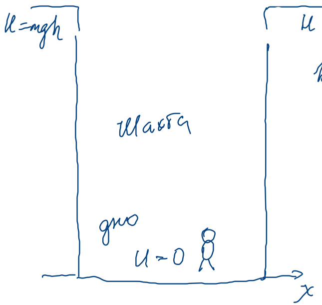
$$E = \frac{\hbar^2k^2}{2m} = \frac{\hbar^2p_x^2}{\hbar^2 2m} = \frac{p_x^2}{2m} \qquad E = \frac{p_x^2}{2m}$$

$E = \frac{\hbar^2k^2}{2m}$ — собственные значения энергии

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = |A|^2$$

Микрочастица в одномерной прямоугольной "потенциальной яме" с бесконечно высокими стенками





$$U(x) = \begin{cases} \infty & x < 0 \\ 0 & 0 \le x \le l \\ \infty & x > l \end{cases}$$

l – ширина "ямы"

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \qquad \psi = \psi(x)$$

Частица находится в "яме" $(0 - l)$

$$\psi(0) = \psi(l) = 0$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0 \quad \text{для } (0 - l)$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi; \qquad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

$$\psi(x) = A\sin kx + B\cos kx$$

Граничное условие $\psi(0) = 0$ $\quad B = 0$ $\quad \psi = A\sin kx$

$\psi(l) = 0$ $\quad \psi(l) = A\sin kx = 0$ $\quad kl = n\pi$ $\quad k = \dfrac{n\pi}{l}$

$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$ $\qquad$ $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} = \frac{n^2\pi^2}{l^2}$ $\qquad$ $E_n = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2ml^2}$

собственные значения энергии образуют дискретный ряд

$\psi_n(x) = A\sin kx = A\sin\frac{n\pi}{l}x$ $\qquad$ A - ?

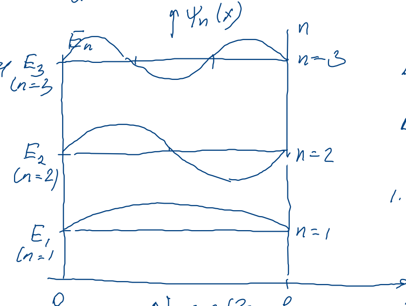
$P = \int_0^l |\psi_n|^2 dx = 1$ — условие нормировки

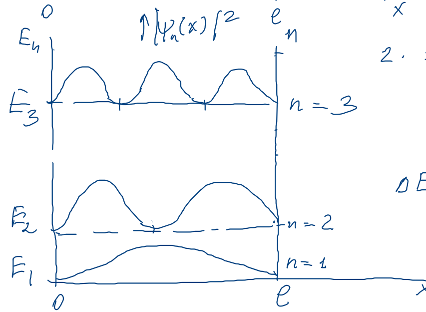
$A^2\int_0^l \sin^2\frac{n\pi}{l}x \cdot dx = 1$ $\qquad$ $A = \sqrt{\frac{2}{l}}$

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}}\cdot\sin\frac{n\pi}{l}x$$

$$E_n = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2ml^2}$$

$n = 1, 2, 3, 4, \ldots$





$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n$

$\Delta E_n \approx \frac{\pi^2\hbar^2}{ml^2} n$

электрон

1. $l = 10$ см $= 0,1$ м

$\Delta E_n = 10^{-16} n$ эВ

2. Эл-н в атоме водорода

$l = 10^{-10}$ м

$\Delta E_n = 10^{2} n$ эВ

Атом водорода в квантовой механике

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$$

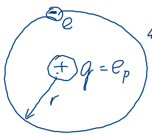
$\psi = \psi(x,y,z)$

$$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

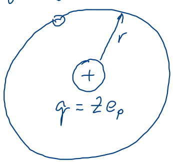
$Z = 1$

$$U(r) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

Атом водорода



Водородоподобный атом



$e_p = e = 1{,}602\cdot 10^{-19}$ Кл

$\psi = \psi(x,y,z)$

U – потенциальная энергия

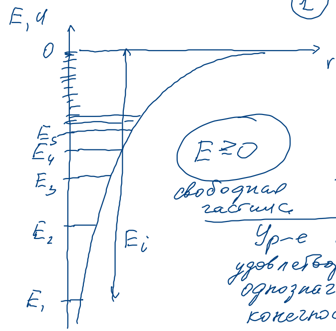
E – полная энергия

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\psi = 0$$

$Z = 1$

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\psi = 0$$

1



$E \geq 0$ свободная частица

$n = 1$; $E_1 = -13{,}55$ э·В основной уровень

$n = 2, 3, 4, 5 \ldots$

E_2; E_3; E_4; $E_5 \ldots$ возбужденные уровни

Ур-е Ш. имеет решение, удовлетворяющее условиям однозначности, непрерывности, конечности при собственных значениях энергии

1. $E_n = -\frac{1}{n^2}\frac{Z^2 m e^4}{8h^2\varepsilon_0^2}$ $n = 1, 2, 3, 4, \ldots$ дискретный ряд
2. $E > 0$ непрерывный ряд

n – главное квантовое число

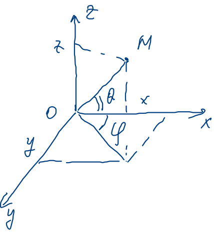
$n \to \infty$; $E \to 0$ $E_i = -E_1 = 13{,}55$ э·В

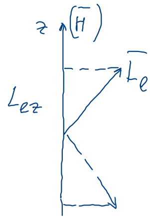
E_i – энергия ионизации

② Квантовые числа

$\psi(x,y,z) \to \psi(r,\theta,\varphi)$ $\psi_{n,l,m}(r,\theta,\varphi)$; 1. n – главное квантовое число

Сферическая система координат
$(r,\theta,\varphi) \Leftrightarrow (x,y,z)$





2. l – орбитальное кв. число, определяет момент импульса электрона,
$L = mvr$ $p = mv$ – импульс электрона

$L_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ $l = 0, 1, 2, \ldots (n-1)$
n значений

$\bar{L}_l$ – векторная величина, орбитальный момент импульса

Вектор $\bar{L}_l$ может принимать строго определенные направление в пространстве по отношению к выделенному направлению (направление магн. поле или электрич. поле)

3. $L_{lz} = \hbar m_l$ m_l – магнитное кв. число

Проекция L_l квантуется

$m_l = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \ldots, \pm l$
$(2l+1)$ значений

При данном n $l = 0; 1 \ldots (n-1)$; n значений

При данном l $m_l = 0; \pm 1; \pm 2; \ldots \pm l$ $(2l+1)$ значений

При данном $\sum\limits_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$ значений

$n = 1$ одна волновая ф-я
$n = 2$ четыре —"—
$n = 3$ девять —"—

n определяет размер электронного облака
l —"— форму —"—
m_l —"— ориентацию —"—

В атоме состояние характеризуется квантовыми числами

$l = 0$ s – состояние
$l = 1$ p – состояние
$l = 2$ d – состояние
$l = 3$ f – состояние
$l = 4$ g – состояние
$\vdots$
"n"

$n = 1$; s → 1s
$n = 2$ s, p → 1s 1p

$n = 1$ K оболочка

$n = 2$ L оболочка

$n = 3$ M оболочка

$n = 4$ N – " –

$n = 5$ O – " –

Спин электрона. Спиновое квантовое число

Квантовые число
n, l, m_l

О. Штерн, В. Герлах

Наблюдали расщепление узкого пучка атомов водорода в неоднородном магнитном поле на 2 пучка

S – состояние; магнитный момент равен состояние

Д. Уленбек С. Гаудемит

Эл-н обладает собственным механическим моментом импульса – спином
spin – волчок
Спин – квантовая величина
Масса, заряд электрон
Спин электрона

$\overline{L}_s$ – собственный момент импульса (векторная величина)

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

$\overline{L}_s = -g\,\overline{p}_s$

s – спиновое квантовое число

$2s+1$ ориентаций $\overline{L}_s$

$2s+1 = 2$; $s = \frac{1}{2}$

$L_s \rightarrow p_{ms}$ – собственный магнитный момент

$L_{sz} = \hbar m_s$

m_s – магнитное спиновое квантовое число

$m_s = \pm\frac{1}{2}$

n – гл. кв число
l – орбит. кв. число
m_l – магн. кв. число (орбит. магн. кв. число)
m_s – магн. спиновое кв. число

n, Гл. кв. число	1	2		3			4				5				
Символ оболочки	K	L		M			N				O				
Число эл-нов в оболочке	2	8		18			32				50				
l, Орбитальное кв. число	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
Символ подоболочки	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g
Число эл-нов в подоболочке	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

Принцип Паули

(n, l, m_l, m_s) – кв. числа характеризуют состояние эл-на атоме

$z(n, l, m_l; m_s) = 0, 1$

z – число электронов с кв. числами n, l, m_l, m_s

В системе не могут быть две одинаковых частицы с одинаковыми состояниями $(n, l, m_l; m_s)$

Переходы эл-нов в атоме удовлетворяют условиям $\Delta l = \pm 1$

$\Delta m = 0; \pm 1$

Период	Заряд ядра число Z	Элемент	K $n=1$ 1s $l=0$	L $n=2$ 2s $l=0$	2p $l=1$	M $n=3$ 3s $l=0$	3p $l=1$	3d $l=2$	
I	1	H	1						
	2	He	2						
II	3	Li	2	1					
	4	Be	2	2					
	5	B	2	2	1				
	6	C	2	2	2				
	7	N	2	2	3				
	8	O	2	2	4				
	9	F	2	2	5				
	10	Ne	2	2	6				
III	11	Na	2	2	6	1			
	12	Mg	2	2	6	2			
	13	Al	2	2	6	2	1		
	14	Si	2	2	6	2	2		
	15	P	2	2	6	2	3		
	16	S	2	2	6	2	4		
	17	Cl	2	2	6	2	5		
	18	Ar	2	2	6	2	6		
IV	19	K	2	2	6	2	6	–	1
	20	Ca	2	2	6	2	6	–	2
	21	Sc	2	2	6	2	6	1	2
	22	Ti	2	2	6	2	6	2	2
	23	V	2	2	6	2	6	3	2
	24	Cr	2	2	6	2	6	4	2
							⋮		