

Тэма 4. Фізіка атамаў і малекул.

Вопросы:

- 1. Доследы Рэерфорда. Планетарная мадэль атама.*
- 2. Патулаты Бора.*
- 3. Мадэль атама вадароду па Бору.*
- 4. Спекральныя серыі выпраменьвання атамарнага вадароду.*
- 5. Квантава-механічная інтэрпрэтацыя пастулатаў Бора.*

У 1903 годзе Томсан стварае першую мадэль атама. Згодна яго мадэлі атам – гэта шар, у якім раўнамерна размеркаваны дадатны зарад з пэўнай шчыльнасцю.

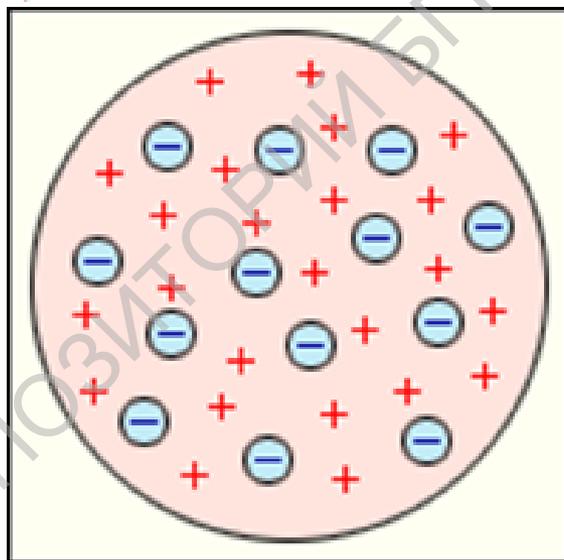


Рис.1 Модель атома Дж. Томсона.

Унутры такога шара плаваюць адмоўна зараджаныя часціцы – электроны. Атам падобен на кроплю вадкасці, унутры якой плаваюць адмоўна зараджаныя электроны, раўнамерна размеркаваныя па ўсяму аб'ёму, прычым адмоўным і дадатным зарадам надавалася рознае размеркаванне. $\sum q^- = \sum q^+$. Таму атам нейтральны.

Недахопы:

1) нельга было растлумачыць аснову будовы табліцы Мендзялеева;

2) растлумачыць лінейчастыя спектры.

Таму ўсталася пытанне аб больш дакладным вызначэнні ўнутранай структуры атама. Трэба было вызначыць, як у атамным аб'ёме размяркўваецца яго маса і зарад.

У 1909-1911 годзе Рэзерфорд (Гейгер, Мареден) з супрацоўнікамі ставяць эксперыменты па расейванню α -часціц тонкімі слямі рэчыва (фольгі). α -часціцы – ядро атама гелія ($q=+2e$): К – свинцовый контейнер с радиоактивным веществом; Φ – золотая фольга; \mathcal{E} – сцинциляционный экран; М – мікраскоп, які можа паварочвацца адносна цэнтра. Увесь прыбор размешчаны ў вакууме.

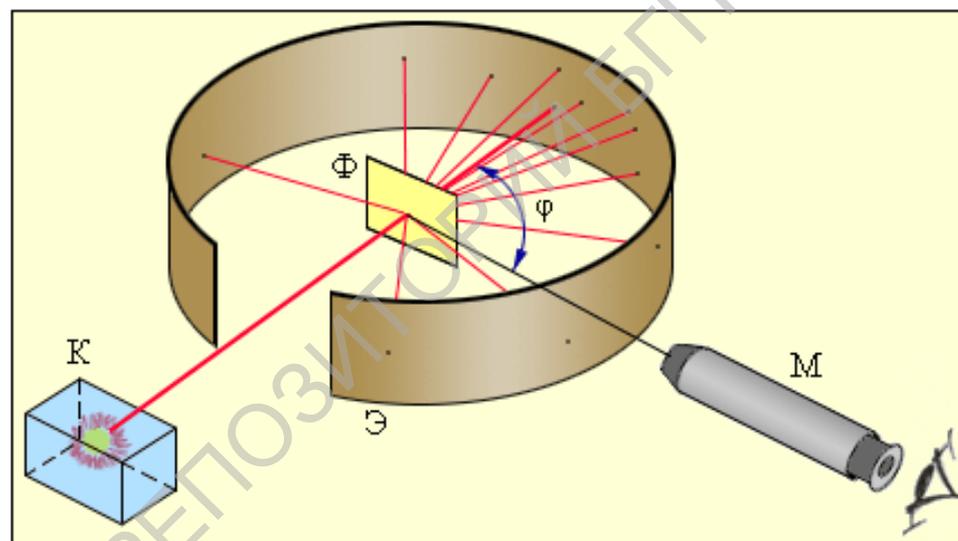


Рис.2 Схема опыта Резерфорда по рассеянию α -частиц. К – свинцовый контейнер с радиоактивным веществом, \mathcal{E} – экран, покрытый сернистым цинком, Φ – золотая фольга, М – микроскоп.

Аказалася, што для большасці α -часціц вуал расейвання θ невялікі ($\sim 10^\circ$) і згодна мадэлі Томсана ($m_\alpha \gg m_e$) гэтыя адхіленні павінны быць малымі. Але некаторая колькасць α -часціц

рассеивалась на великих углах $\varphi > 90^\circ$, гэта можа быць толькі ў тым выпадку, калі $m_\alpha \sim m_{ат}$ і гэта $m_{ат}$ канцэнтравана ў вельмі малым аб'ёме і мае заряд “+”.

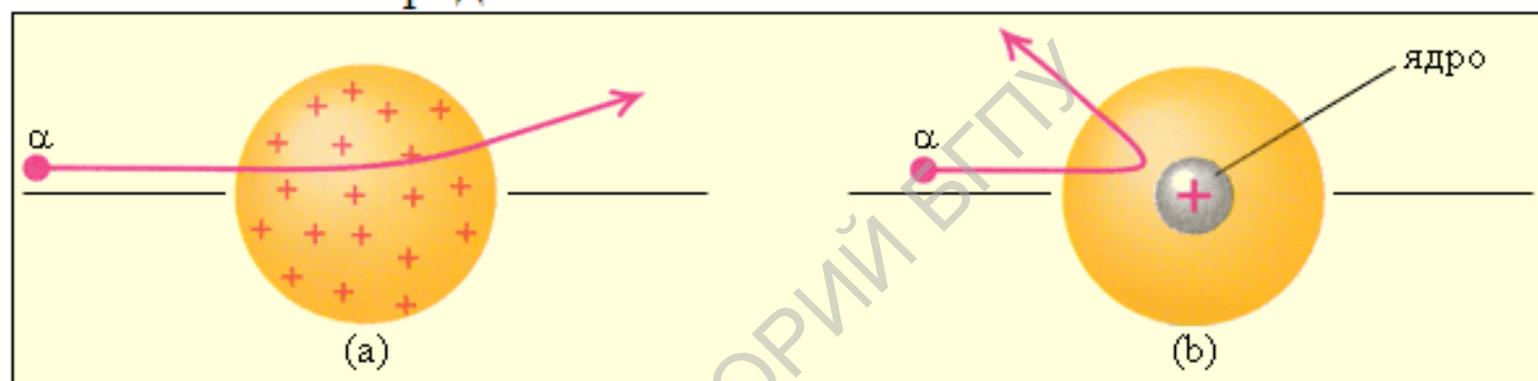


Рис.3 Рассеяние α -частицы в атоме Томсона (a) и в атоме Резерфорда (b).

Такім чынам Рэзерфорд прыйшоў да высновы, што ў атаме есць нешта такое, што мае масу і заряд прапарцыянальную масе і зараду α -часціцы.

У выніку гэтага была створана ядзерная ці планетарная мадэль атама. Згодна яе атам складаецца з ядра, у якім канцэнтравана 99,95% усей яго масы і ўвесь дадатны заряд.

Памеры ядра $\sim 10^{-15}$ м (дыяметр). А вакол ядра па эліптычным арбітам рухаюцца адмоўна зарджаныя электроны.

$$\sum Q^+_{\text{ядра}} = \sum q^-_{\text{эл}}.$$

Атам ў цэлым нейтральны.

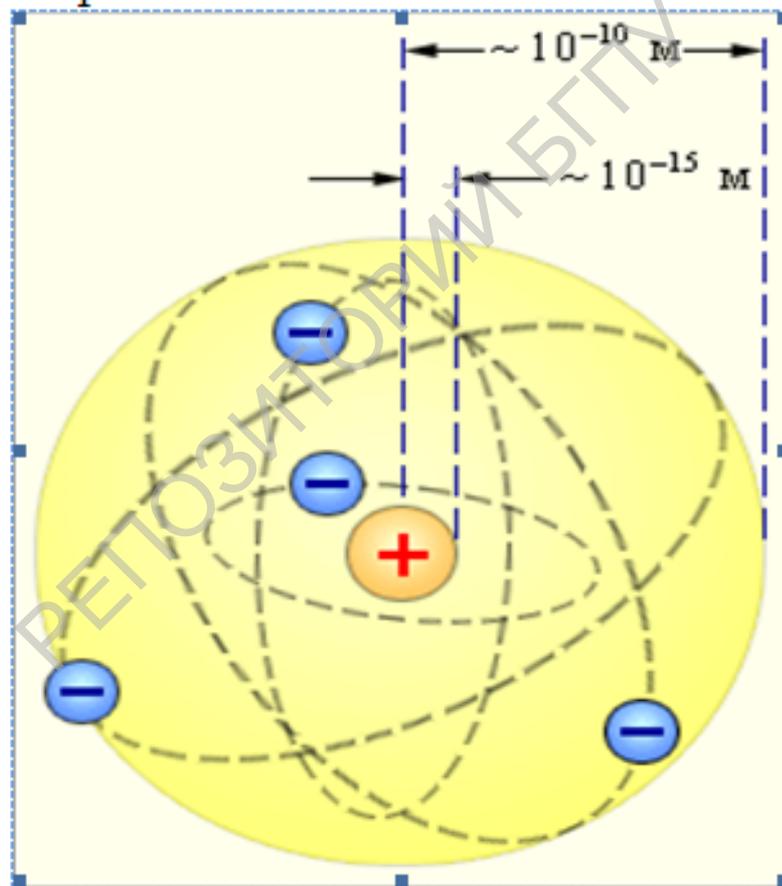


Рис. Планетарная модель атома Резерфорда.

Резерфорд не тільки доследна ўстанавіў складанасць атама, але стварыў ядзерную мадэль і растлумачыў колькасную тэорыю рассеявання α -часціц на тонкіх фольгах.

Резерфорд атрымаў выраз, згодна якога можна вызначыць долю α -часціц, якія расейваюцца пад вуглом θ :

$$\frac{dN_{\theta}}{N} = na \left(\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_{\alpha} v_{\alpha}^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

дзе $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ – телесный вугал, соответствующий вуглам рассеявання ад θ да $\theta+d\theta$ (вызначаецца плошчай экрана).

$\frac{dN_{\theta}}{N}$ – доля тых α -часціц з усіх N , якія расейваюцца пад дадзеным вуглом θ .

a – таўшчыня фольгі;

n – колькасць атамаў ў адзінцы аб'ёму фольгі;

m_{α} , v – маса і скорасць α -часціцы;

θ – вугал рассеявання;

Z – парадкавы нумар хімічнага элемента, з дапамогай якога адбываецца рассеяванне (састаў фольгі);

Ze – зарад ядра рассеяваючага атома.

З формулы вынікае, што пры $d\Omega = \text{const}$ павінна быць $\frac{dN_{\theta}}{N} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = \text{const}$ пры розных θ , што і было атрымана на

эксперыменце $\left[m.e. \frac{dN_{\theta}}{N} \sim \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \right]$. Такім чынам згодна

мадэлі Рэзерфорда атам ўяўляе сабой больш складаную структуру адносна мадэлі Томсана.

2. Патулаты Бора.

Існуе тэарэма, згодна якой сістэма нерухомах зарадаў не можа знаходзіцца ў устойлівым стане. Такая сістэма павінна самавольна распадацца.

Таму Рэзерфорду прыйшлося лічыць электроны ў атаме не статычнымі, а дынамічнымі. Ён прымусіў іх рухацца, гэта значыць вярцецца вакол ядра. А згодна законаў электрадынамікі целы, якія рухаюцца па крывалінейным траекторыям, павінны выпраменьваць энергію. У сувязі з чым энергія электронаў памяншаецца і з часам яны павінны ўпасці на ядро.

Гэтага не адбывалася. Большасць ядраў з'яўляюцца стабільнымі. Больш таго электрон, які выпраменьвае энергію і затым падае на ядро, павінен даваць безупынны спектр, а доследы паказваюць, што атамы выпраменьваюць лінейчастыя спектры.

Узнікае праблема: планетарная мадэль атама мае вызначаныя недахопы і ўсе доследныя факты растлумачыць нельга.

У 1913 годзе Н. Бор стварае новую мадэль атама і ў яе аснову кладзе два пастулаты:

1. Існуюць некаторыя стацыянарныя станы атама, у якіх ён не выпраменьвае энергію. Гэтым стацыянарным станам атама адпавядаюць пэўныя ўстойлівыя арбіты, па якіх рухаюцца электроны. Пры руху па вызначаных арбітах момант імпульсу электрона прымае дыскретныя значэнні

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

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

$Pr=M$ – момант імпульсу. m – маса электрона; v – хуткасць яго руху

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

$$mvr_n = n \frac{\hbar}{2\pi} \Rightarrow n = \frac{mv2\pi r_n}{h} = \frac{2\pi r_n}{\frac{h}{mv}} = \left| \frac{h}{mv} = \lambda \right| = \frac{2\pi r_n}{\lambda},$$

дзе n – цэлы лік, роўны колькасці даўжынь хваль дэ Бройля, што змяшчаюцца па даўжыні арбіты электрона; λ - волна дэ Бройля.

Гэты пастулат называецца правілам квантавання арбіт або стацыянарных станаў. Пры руху па стацыянарных арбітах электрон не выпраменьвае і не паглынае энергіі. Яго поўная энэргія застаецца пастаяннай.

$$E = E_{\text{кін}} + E_{\text{пат}} = \text{const.}$$

2. При переходзе электронаў у атамe з адной стацыянарнай арбіты на другую выпраменьваецца ці паглынаецца квант энергіі.

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

E_2, E_1 – поўныя энергіі адпаведных станаў. Гэта правіла частот

$$\nu = \frac{E_2}{h} - \frac{E_1}{h} = T_2 - T_1; \quad T = \frac{E}{h}$$

T – спектральны тэрм, які з дакладнасцю пастаяннай Планка вызначае поўную энергію электрона ў адпаведным стане.

Іх рознасць вызначае частату выпраменьвання.

У пастулатах Бора ўводзіцца паняцце стацыянарных станаў. Яны з'яўляюцца энергетычнымі і характэрныя поўнай энергіяй. Для нагляднасці яны абазначаюцца з дапамогай прамых гарызантальных ліній.

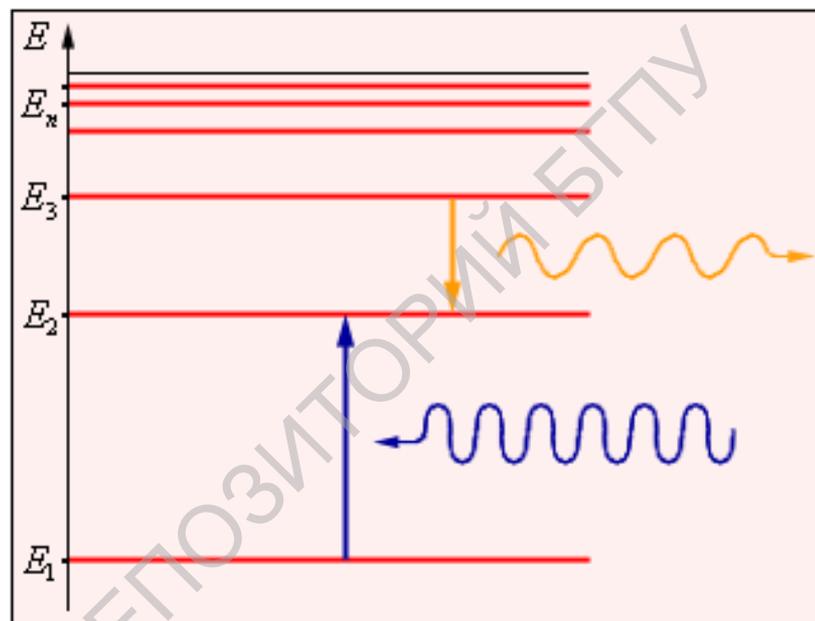


Рис. Энергетические уровни атома и условное изображение процессов поглощения и испускания фотонов

$E_2 > E_1$. кожнаму E адпавядае лік n , які называецца галоўным квантавым лікам.

3. Мадэль атама вадароду па Бору.

Мадэль атама Бора мае недахоп.

Яна добра апісвае толькі адзін атам – самы прасцейшы – атам вадароду, які складаецца з ядра, вакол якога рухаецца толькі адзін электрон, або вадародападобнага іёна (атама з парадкавым нумарам Z , з якога удалены ўсе электроны акрамя аднаго).

Ядро атама вадарода – пратон; $m_p \gg m_e$ у 1836 разоў.

Тэорыя Бора дапускала, што электрон рухаецца па кругавой арбіце радыуса r (першы пастулат)

$$m_e v r = n \hbar. \quad (1)$$

Рух електрона вакол ядра ажыццяўляецца пад дзеяннем кулонаўскай сілы прыцягнення

$$\vec{F}_{\text{кул}} = m\vec{a}$$

\vec{a} - цэнтраграм. паскарэнне.

$$\frac{1ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m \frac{v^2}{r} \quad (2)$$

З раўнання (1) $v = \frac{n\hbar}{mr} \rightarrow (2)$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ze^2}{r} = m \frac{n^2 \hbar^2}{m^2 r^2} \Rightarrow r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{mze^2} n^2 \quad (3)$$

(3) – визначає радіус стаціонарних орбіт електрона у атомі водарода. У сувязі з тим, што $n=1,2,3,\dots$, то значенні r носять дискретны характер.

Пры $n=1$: $r_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{mze^2} \approx 0,53 \text{ \AA}$

$1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см} = 10^{-10} \text{ м}$

r_0 – называецца бораўскім радыусам.

$$v = \frac{n\hbar}{mr} = \frac{n\hbar}{m} \frac{mze^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2} = \frac{ze^2}{2\pi\epsilon_0 \hbar n}$$

3 (1)

- хуткасць электрона на арбіце.

$v = f(n)$ - функцыя ад n . Значыць хуткасць мае таксама дыскрэтны характар (квантуецца).

Згодна 1-га пастулата Бора:

$$E = E_{\text{кін}} + E_{\text{пат}} = \frac{mv^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ze^2}{r}$$

Патэнцыяльная энергія з'яўляецца адмоўнай, таму што з дадатнай пат. энергіяй сістэма павінна сама па сабе распадацца, а атам з'яўляецца стабільным утварэннем, і каб яго расшчапіць трэба затраціць знешнюю энергію.

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ze^2}{r} = \left| r = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{mze^2} n^2; v = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar n} \right| =$$

$$\frac{m}{2} \frac{z^2 e^4}{16 \pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2} - \frac{1}{4 \pi \varepsilon_0} \frac{z e^2 m z e^2}{4 \pi \varepsilon_0 \hbar^2 n^2} =$$

$$\frac{m z^2 e^4}{32 \pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2} - \frac{m z^2 e^4}{16 \pi^2 \varepsilon_0 \hbar^2 n^2} = - \frac{m z^2 e^4}{32 \pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2}$$

- поўная энергія электрона ў атаме.

“-“ на удаленне электрона трэба затраціць энергію раўную E.

$$E = f(n)$$

Такім чынам, згодна тэорыі Бора асноўныя характарыстыкі атама r , v , E носяць дыскрэтны характар (квантуюцца). А гэта падцвярджае ідэю Планка аб квантаванні асноўных фізічных велічынь.

§4 Спекральныя серыі выпраменьвання атамарнага вадароду.

Галоўным даследным фактам, які падцвярджае складальнасць структуры атама з'яўляецца існаванне лінейных спектраў у атамных сістэмах.

Аказваецца, што атамы ў свабодным стане выпраменьваюць асобныя спектральныя лініі, якія згодна адпаведных заканамернасцей групіруюцца ў асобныя серыі. У кожным спектры колькасць серый розная, таксама розная колькасць ліній у серыі і розныя даўжыні хваль, якія адпавядаюць гэтым лініям. Кожнаму атамарнаму рэчыву належыць свой уласны спектр (гэта было паказана Рыдбергам).

Упершыню наяўнасць серый у спектры атамарнага вадароду ўстанавіў швейцарскі фізік Бальмер у 1885 годзе. Гэта група ліній, якая цяпер называецца серыяй Бальмера, выпраменьваецца ў бачнай і бліжняй ультрафіялетавай частцы спектра.

Даўжыні хваль гэтых ліній можна вызначыць на формуле:

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

дзе R – пастаяная Рыдберга. $R=1,09 \cdot 10^7 \text{м}^{-1}$

В спектраскапіі спектральныя лініі прынята характарызаваць не λ , а

хвалевым лікам:
$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{\omega}{2\pi c}$$
 - хвалевы лік

Формула Бальмера для хвалевага ліка:

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

Агульны выгляд формулы Бальмера:

$$\nu = Rc \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \nu' = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

дзе k і n – галоўныя квантавыя лікі.

k адпавядае таму ніжняму ўзроўню, на які адбываюцца пераходы з верхніх узроўняў, якім адпавядае лік n .

Такім чынам, для серыі Бальмера ніжнім узроўнем з'яўляецца другі ўзровень $k=2$; $n=3, 4 \dots$

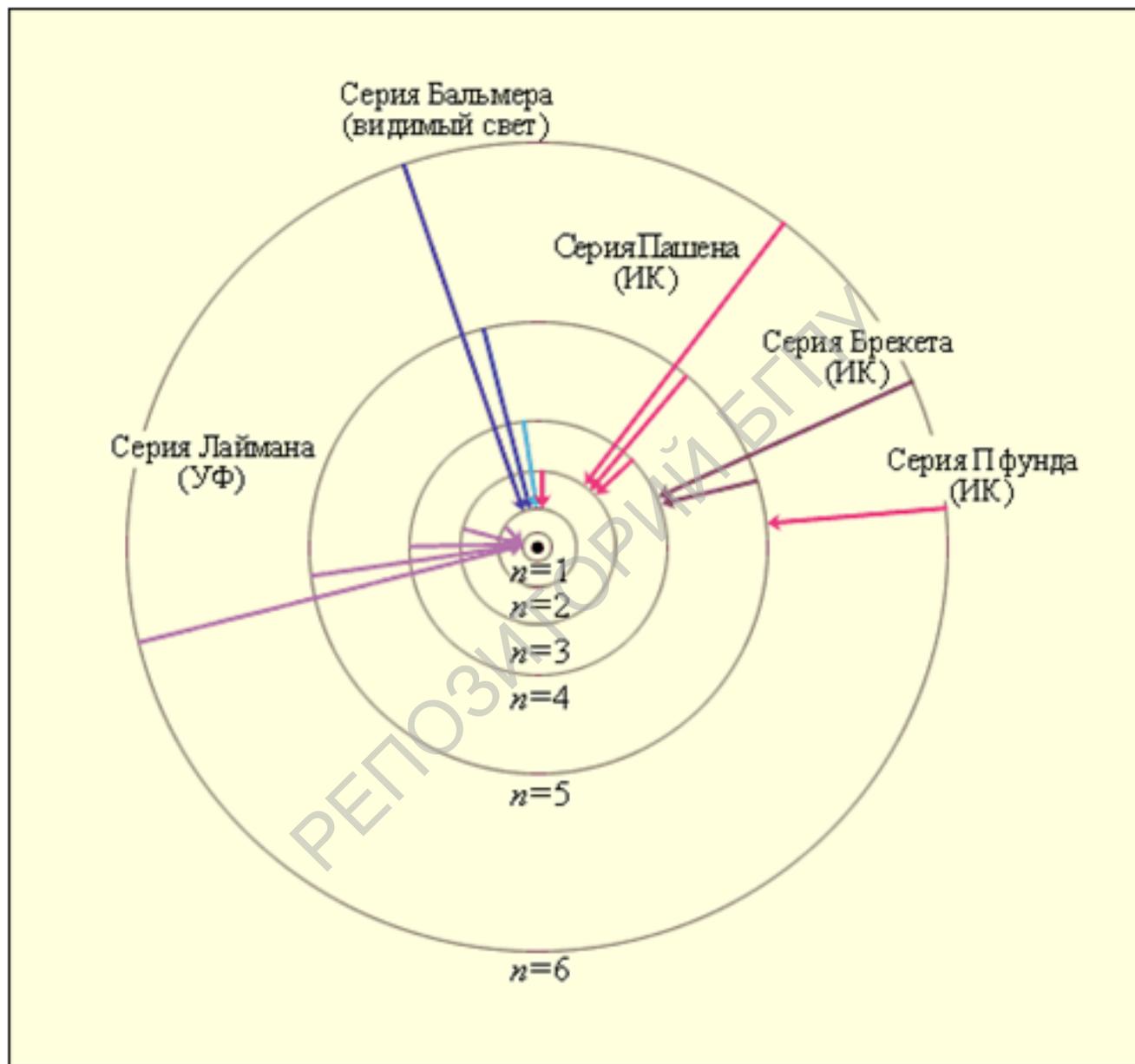
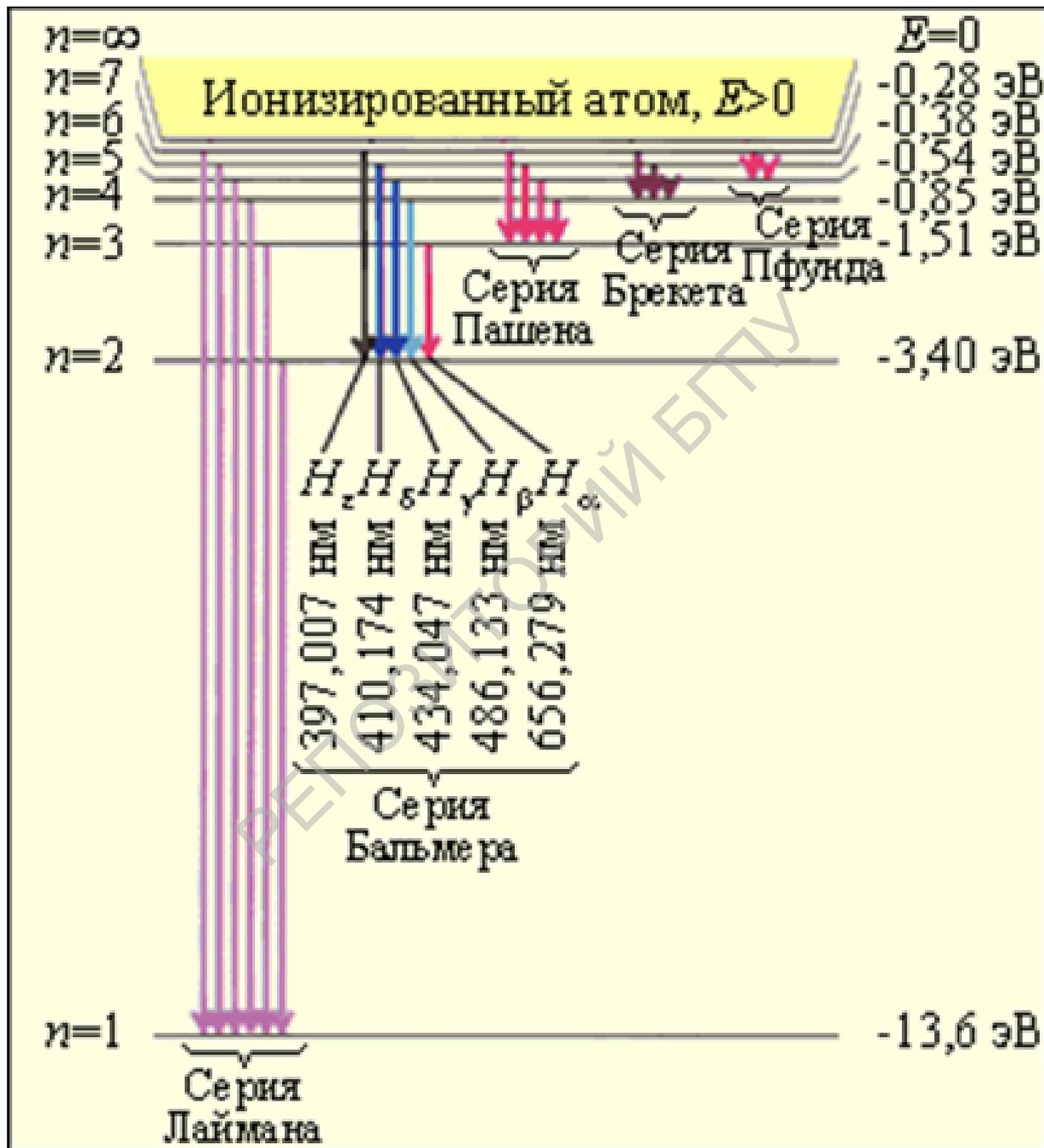


Рис. Стационарные орбиты атома водорода и образование спектральных серий.



Згодна камбінацыйнаму прынцыпу Рытца ў спектры атама вадароду і спектрах другіх атамарных сістэм павінны назірацца і іншыя спектральныя серыі, частоты ліній якіх можна атрымаць шляхам камбінацыі тэрмаў ліній серыі Бальмера $\nu' = T_k - T_n$

У сучасны момант у спектры атамарнага вадароду разлічаюць 6 серый.

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

1. Серыя Лаймана $k=1$; $n=2, 3, 4 \dots$ (ультрафіял. ч-ка спектра)
2. Серыя Бальмера $k=2$; $n=3, 4, 5 \dots$ (бліжня ультрафіялетавая, бачная частка спектра)
3. Серыя Пашэна $k=3$; $n=4, 5 \dots$ - інфрачырвоная часта спектра
4. Серыя Брэкета $k=4$; $n=5, 6 \dots$ - інфрачырвоная часта спектра
5. Серыя Пфунда $k=5$; $n=6, 7 \dots$ - інфрачырвоная часта спектра
6. Серыя Хэмфры $k=6$; $n=7, 8 \dots$ - інфрачырвоная часта спектра

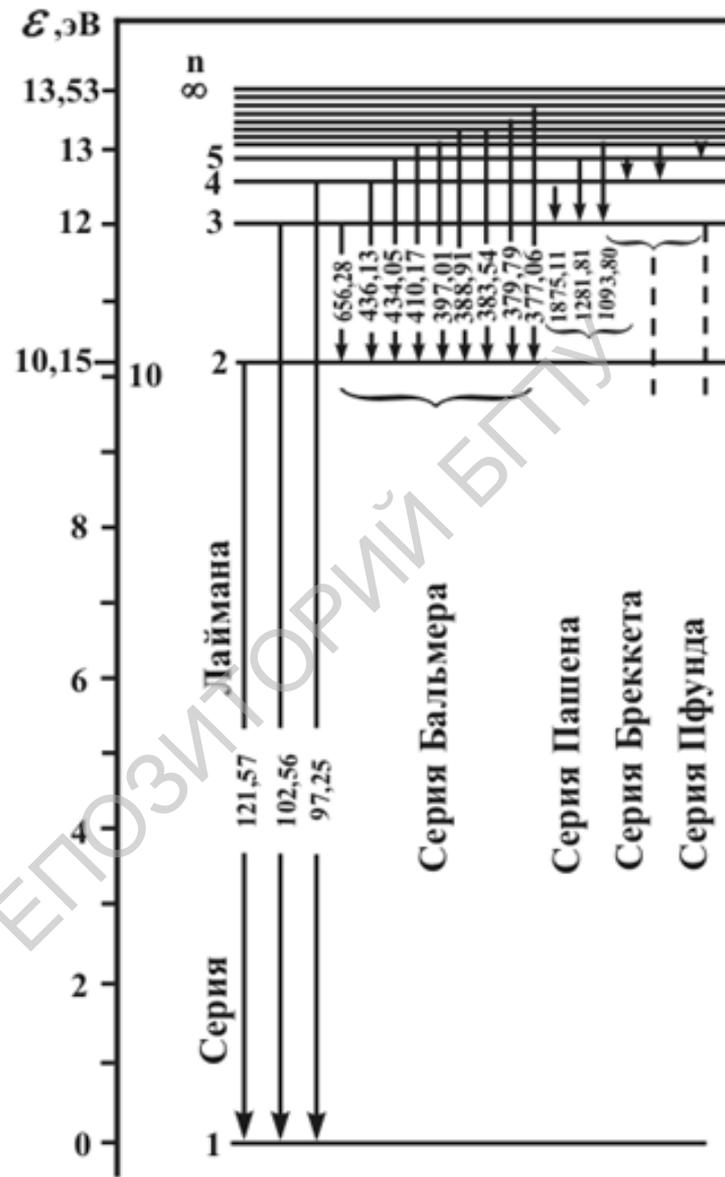


Рис. Диаграмма энергетических уровней атома водорода. Показаны переходы, соответствующие различным спектральным сериям. Для первых пяти линий серии Бальмера в видимой части спектра указаны длины волн.

Формулу Бальмера-Рытца $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ можна атрымаць на падставе другога пастулата Бора.

$$h\nu = E_2 - E_1; \quad \nu = c/\lambda; \quad h = 2\pi\hbar;$$

$$2\pi\hbar \frac{c}{\lambda} = E_2 - E_1 = -\frac{mz^2e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2n^2} - \left(-\frac{mz^2e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2k^2} \right) = \frac{mz^2e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \Rightarrow$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{mz^2e^4}{64\pi^3\varepsilon_0^2\hbar^3c} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ дзе } R = \frac{mz^2e^4}{64\pi^3\varepsilon_0^2\hbar^3c}$$

для $Z=1$; $R=1,09 \cdot 10^7 \text{ М}^{-1} \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ М}^{-1}$.

§5 Квантава-механічная інтэрпрэтацыя пастулатаў Бора.

Гэта інтэрпрэтацыя датычыцца першага пастулата Бора і правіла квантавання кругавых арбіт, якое Бор атрымаў на падставе пастулата Планка $mvr_n = n\hbar$ аб тым, што магчымы толькі такія станы гарм. асцылятара, энергіі якіх роўны $E = (n + 1/2)\hbar\omega$.

Атам уяўляе сабой гарманічны асцылятар, поўная энергія якога (поўная энергія электронаў у атаме) апрадзяляецца выразам:

$$(1) \quad E = E_{\text{пот}} + E_{\text{кін}} = \frac{kx^2}{2} + \frac{P^2}{2m} = \begin{cases} \omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \\ k = m\omega^2 \end{cases} = \frac{m\omega^2 x^2}{2} + \frac{P^2}{2m}$$

дзе x – каардыната асцылятара; P – імпульс.

И так, энергія гарманічнага асцылятара (па Планку)
 $E=(n+1/2)\hbar\omega$, і калі прыняць $E_0=0$, то поўная энергія:

$$(2) E=n\hbar\omega, \text{ дзе } n=1, 2, 3\dots$$

Прыраўняем (1) і (2)

$$\frac{m\omega^2 x^2}{2} + \frac{p^2}{2m} = n\hbar\omega \quad | : n\hbar\omega$$

$$\frac{x^2}{2n\hbar\omega / m\omega^2} + \frac{p^2}{2mn\hbar\omega} = 1 \quad (\text{раўнанне эліпса})$$

Полуосі эліпса:

$$a^2 = 2n\hbar / m\omega$$

$$b^2 = 2mn\hbar\omega$$

Каард. плоскасць P , x называецца фазавай плоскасцю. Кривая на гэтай плоскасці, якая апрадзяляе для даннага руха P як функцыю x – фазавай траекторыяй.

Такім чынам, фазавай траекторыя гарманічнага асцылятара прадстаўляе сабой эліпс.

Плошча эліпса:

$S = \pi ab$, а з другога боку

$$dS = P dx; S = \oint p dx$$

$$S = \pi \sqrt{2n\hbar / m\omega} \cdot \sqrt{2m\hbar n\omega} = 2\pi n\hbar \Rightarrow \oint p dx = 2\pi n\hbar$$

Гэта паказвае, што поўны момант імпульсу гарманічнага асцылятара кратны пастаяннай Планка (правіла квантавання).

Разглядзім рух электрона ў атаме вадарода.

Згодна пастулату Бора электрон рухаецца па вызначанай стацыянарнай кругавой арбіце радыуса r ; пры гэтым імпульс электрона mv , а момант імпульсу mvr .

Калі электрон пераходзіць з першага стану ў другі, то ён рухаецца па дузе dx , а радыус паварочваецца на $d\phi$, тады $dx = r d\phi$.

Такім чынам:

$$\oint mvr d\phi = 2\pi n\hbar \Rightarrow mvr \oint d\phi = 2\pi n\hbar \Rightarrow mvr = n\hbar$$

(1 пастулат Бора), зыходзячы з таго, што атам Н разглядаецца, як гарманічны асцылятар. Усе велічыні ў формуленосяць дыскрэтны характар.

§6 Опыты Франка и Герца.

§7 Квантование энергии, момента импульса, проекции момента импульса.

Згодна з тэорыяй Бора для атома вадарода, ліба вадародападобнага іона (см §3), дзе электрон рухаецца на кругавых арбітах, яго стан хар-ся галоўным квантавым лікам n , які вызначае энергію атама у гэтым стане.

Решая раунанне Шрад'юенгера для электрона, двіжуўегося у поле цэнтральнасім-ых сіл ядра можна показатъ, што раунанне імеет рашэнне (адназначныя, канечныя і непэрыўныя) у наступных выпадках:

- 1). $\forall E > 0$, - гэта выпадан калі электрон пралетаея вблзізі ядра і удаляецца зноў на ∞ ,
- 2) пры дыскрэнтых атрыцатэльных значэннях энергіі равных

$$E_n = - \frac{mz^2 e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (n=1, 2, 3 \dots)$$

гэта выпадак электрона, звязанага я ядром. Т.ч. квантавая механіка даея той жа выраз для E які у тэорыі Бора.

Зомерфельд покажаў, што пры характарыстыцы станаў атама патрэбна ўлічваць не толькі кругавыя, але і эліптычныя арбіты. Акрамя таго арбіты могуць прымаць пэўную арыентацыю у прасторы ў вонкавым магнітным полі.

Т.ч. уласныя функцыі ў раўнанне Шродзінгера садержаць тры цэлачисленых параметра n , ℓ , m_ℓ ; ℓ , m_ℓ – арбітальныя або (азімутальныя) і магнітныя квантавыя лікі.

$$\Psi = \Psi_{n,\ell,m_\ell}(r, \delta, \varphi)$$

r, δ, φ – сферіч сіст.кардынат.

Была паказана, што не толькі энергія але момант імпульсу і яго праекцыя на вось Z (вось Z супадае з напрамкам магнітнага поля) квантуецца (прымае квантавыя значэнне).

Решая раўнанне Шродзінгера было атрымана

$$|L_\ell| = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad \text{дзе } \ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$$

Т.ч., электрон, што валодае пэўнай энергіяй можа рухацца па розных арбітах, якія вызначаюцца лікам ℓ . Адна з арбіт кругавая, астатнія – эліптычныя.

Састаянія класіфіцуюцца па момэнту імпульса наступным чынам:

ℓ	0	1	2	3	4	5
Квант. саст.	s	p	d	f	g	h

Пад уплывам кулон. поля ядра электрон рухаецца па плоскай эліптычнай арбіце.

Аднак пад дзеяннем вонкавага магн. поля магчымы адхілення арбіты ад

плоскай і ажыццяўляюцца толькі такія арыентацыі арбіт, пры якіх $L_{\ell z}$ (вось Z супадае з напрамкам магнітнага поля) роўна.

$$L_{\ell z} = \hbar m_{\ell}, \text{ дзе } m_{\ell} \text{ – магн. квантавы лік}$$

Так як проєкція вектора не може перевищити модуль цього вектора, то повинна виконуватися умова

$$|L_{lz}| \leq L_\ell \Rightarrow \hbar m_\ell \leq \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} \Rightarrow |m_\ell|_{\max} = \ell$$

Таким чином:

$$|L_\ell| = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (\ell=0,1,2 \dots n-1)$$

$$L_{lz} = \hbar m_\ell \quad (m_\ell=0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm \ell)$$

дзе $m_\ell = 2\ell + 1$ – число орбіт для руху ел-на.

Т.ч. можно одновременно лишь модуль вектора L_ℓ і одну із его праекцій.

Представім себе, что L_ℓ прецессірует вокруг избранного направлення. В этом случае вполне определенное значение імеет лишь проекція вектора L_ℓ на направлення, вокруг которого он прецессірует. Две другие проекції L_ℓ на направлення, лежаїе в плоскості перпендікулярной Z остаются полностью неопределенными

Вектарная мадэль сложенія углавых маменнтаў.

Пусць сістэма складаецца з 2-х часціц, абладаюшчымі маменнтамі \vec{L}_{ℓ_1} і \vec{L}_{ℓ_2}

$$\vec{L}_{\ell_1} \rightarrow \ell_1; \quad \vec{L}_{\ell_2} \rightarrow \ell_2; \quad \vec{L}_L = \vec{L}_{\ell_1} + \vec{L}_{\ell_2}$$

$$\vec{L}_L \rightarrow L$$

Сумарны мамент апрад-ся выраженіем

$$|L_L| = \hbar \sqrt{L(L+1)} \quad \text{дзе } L \text{ – азімутальны (арбітальны) кв.лік}$$

рэзультируюаго мамента

L прынімае не адно значэнне а многа, т.е. рэзултат складання не адназначэн.

$$L = |l_1 - l_2|_{\min}, |l_1 - l_2|_{\min} + 1, \dots, l_1 + l_2^*$$

Пусть $l_1=1$; $l_2=3 \Rightarrow L=2, 3, 4$

$$|L_L| = \hbar\sqrt{2 \cdot 3} \quad ; \quad |L_L| = \hbar\sqrt{3 \cdot 4} \quad ; \quad |L_L| = \hbar\sqrt{4 \cdot 5}$$

$$L = \quad 2 \quad \quad \quad 3 \quad \quad \quad 4$$

$$m_L = 0; \pm 1; \pm 2 \quad 0; \pm 1; \pm 2 \pm 3 \quad 0; \pm 1; \pm 2 \pm 3 \pm 4$$

Всего по m_L 21 проекція.

Результуючий (выніковий) момент системи квантуєцца, результат складання неоднозначн, L апредзеляєцца па(*).

§8 Арбітальны магнітны момант атамнай сістэмы.

Прасторавое квантаванне. Доследы Штэрна і Герлаха.

У 1896 годзе Зееман доследна ўстанавіў з'яву, суць якой у тым, што атамныя сістэмы ў свабодным стане даюць нармальны лінейчаты спектр, а калі іх змясціць у вонкавае магнітнае поле, то лініі спектра расшчапляюцца, а гэта можа быць вызвана тым, што атам валодае магнітнымі ўласцівасцямі, якія характарызуюцца фізічнай велічынёй — *магнітным момантам*.

Дадзеная з'ява атрымала назву *эфекта Зеемана*.

У знешнім магнітным полі віток з токам арыентуецца як магнітная стрэлка.

$$\vec{\mu}_\ell = iS\vec{n} \quad [\text{СИ}]$$

пры гэтым момант сілы

$$\vec{N} = [\vec{\mu}_\ell \times \vec{B}]; \quad N = \mu_\ell B \sin(\vec{\mu}_\ell; \vec{B}); \quad \sin(\vec{\mu}_\ell; \vec{B}) = 0 \Rightarrow N = 0$$

Разгледзім зараджальную часціцу, якая рухаецца на арбіце радыуса r .

Такая часціца валодае мех. момантам імпульса L_e і магнітным момантам $\vec{\mu}_e$.
Рух часціцы эквівалентны кругавому току, магнітны момант якога

$$(*) \mu_\ell = iS,$$

дзе i —ток, S —плошча, якая ахопліваецца гэтым токам.

Індэкс ℓ азначае, што рух электрона адбываецца па арбіце, у сувязі з чым моманты імпульса называюцца арбітальнымі.

$$I = q/T,$$

дзе q — зарад часціцы; T —перыяд абарач.

З курса механікі вядома, што $L_\ell = I\omega$,
дзе I – момант інерцыі цела $= mr^2$ (цела точачнае).

$\omega = d\varphi/dt$ – вуглавая хуткасць.

$$L_\ell = mr^2 \frac{d\varphi}{dt} \Rightarrow d\varphi = \frac{L_\ell}{mr^2} dt$$

Плошча еліптичної або кругової орбіти електрона:

$$S = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} r^2 d\varphi,$$

тады

$$S = \frac{1}{2} \int_0^T r^2 \frac{L_\ell}{mr^2} dt = \frac{1}{2m} L_\ell T$$

падставім у (*)

$$\mu_\ell = \frac{q}{T} \frac{1}{2m} L_\ell T = \frac{q}{2m} L_\ell = \gamma L_\ell,$$

дзе $\gamma = \frac{q}{2m}$ - гірамагнітныя адносіны;

$$\frac{\mu_\ell}{L_\ell} = \gamma \quad ; \quad \text{у агульным выпадку} \quad \frac{\mu}{L} = \frac{e}{2m} g .$$

$g = 1$; g – множитель или фактор Лорде.

Для электрона ў атаме $q = -e$; m_e – яго маса.

$$\vec{\mu}_\ell = -\gamma_\ell \vec{L}_\ell; \quad \gamma_\ell = \frac{e}{2m_e}$$

$$|\mu_\ell| = |\gamma_\ell| \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} \Rightarrow \mu_B = \gamma_\ell \hbar = \frac{e\hbar}{2m_e} - \text{магнетон Бора.}$$

$\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ – гэта тое найменшае значэнне магнітнага моманту, якое існуе ў прыродзе.

$$|\mu_\ell| = |\mu_B| \sqrt{\ell(\ell+1)} - \text{квантаванне магнітнага моманту.}$$

Для праекцыі: $\frac{\mu_{\ell_z}}{L_{\ell_z}} = \gamma \Rightarrow \vec{\mu}_{\ell_z} = \gamma \vec{L}_{\ell_z} = \gamma \hbar m_\ell$

$|\vec{\mu}_{\ell_z}| = \mu_B \cdot m_\ell$ - квантаванне праекцыі магнітнага моманту.

Такім чынам, электрон, які рухаецца ў атаме па стацыянарнай арбіце, стварае магнітны момант, які носіць дыскрэтны характар адносна μ_B .

$$|\mu_\ell| = |\mu_B| \sqrt{\ell(\ell+1)}$$

$$|\vec{\mu}_{\ell_z}| = \mu_B m_\ell$$

Разгледзім пытанне прасторавага квантавання арыентацыі вектара магнітнага моманта ў знешнім магнітным полі.

Из курса электрычства вядома, што в аднородном магнитном поле с магнитной индукцией \vec{B} атом с постоянным магнитным моментом совершает, подобно гироскопу, прецессионное движение вокруг направления индукции магнитного поля (Ларморова прецессия).

Вуглы, які ўтварае вектар \vec{L}_ℓ ці μ_ℓ могуць быць знойдзены па формуле:

$$(*) \quad \cos \theta = \frac{\mu_{\ell z}}{|\mu_{\ell}|} = \frac{\mu_B m_{\ell}}{\mu_B \sqrt{l(l+1)}} = \frac{m_{\ell}}{\sqrt{l(l+1)}}$$

Арбітальныя магнітныя (механічныя) моманты ў знешнім магнітным полі размешчаны пад строга пэўнымі вугламі, опред. па (*). Лік гэтых палажэнняў апрадзяецца магнітным квантавым лікам $m_{\ell} = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm l$ усяго такіх палажэнняў $2l+1$.

У вонкавым магнітным полі сістэма з магнітным момантам μ_{ℓ} валодае дадатковай энергіяй

$$\Delta E_{\text{магн}} = -\vec{\mu}_\ell \cdot \vec{B} = -\mu_\ell B \cos\theta = -\mu_{\ell_z} B = \left| \mu_{\ell_z} = +\mu_B m_\ell \right| = -\mu_B \cdot B \cdot m_\ell$$

Наприклад, калі $\ell=1$, $m_\ell=-1; 0; 1$ маем тры арыентацыі μ_ℓ у магнітным полі.

Энергія, набываемая ў магнітным полі квантуецца.

Праверка прасторавага квантавання была здзейснена Штернам і Герлахам у 1921 годзе.

Калі атам, які валодае магнітным момантам $\vec{\mu}_\ell$ змясціць у магнітнае (знешняе) пераменнае поля, то на яго павінна дзейнічаць сіла $\frac{\partial V}{\partial Z} \neq 0$

$$F_Z = \mu_{\ell_z} \frac{\partial V}{\partial Z} = +\mu_B \frac{\partial V}{\partial Z} m_\ell$$

(колькі розных арыентацый, столькі і сіл).

Штэрн і Герлах ва ўмовах вакуума назіралі пралёт атамаў серабра Ag праз неаднароднае магнітнае поле. Неаднароднасць поля ўтваралася рознай формай магнітных палюсоў.

Схема ўстаноўкі:

У напрямку Z утваралася неаднароднае магнітнае поле, значыць $F_x=0$; $F_y=0$.

Аказалася, што атомы пасля пралёту неаднароднага магнітнага поля аседалі на пласціне Π у плоскасці Zy , а $X=0$ (толькі паблізу пунктаў A і B). Паміж імі нічога не было. А гэта значыць, што атомы валодаюць магнітнымі момантамі і іх арыентацыя ў прасторы носіць дыскрэтны характар (прасторавое квантаванне).

Тлумачэнне атрыманых колькасных вынікаў было выказана калі быў адкрыты спін электрона (1925 г.).

Было ўстаноўлена, што магнітны момант атама серабра абумоўлен не арбітальнымі момантамі электронаў, а ўнутраным магнітным момантам знешняга электрона, звязаным з яго ўнутраным механічным момантам, называемым спінам.

Калі б не было квантавання

$$\ell=0; B=0$$

$$\ell=0; B \neq 0.$$

§9 Спін і магнітны момант электрона.

Даследаванне спектраў выпраменьвання шчолачных металаў з дапамогай спектральных прыбораў з вялікай разрашальнай здольнасцю паказала, што спектральныя лініі маюць складаную структуру. Спектральную лінію, якая складаецца з некалькіх блізка размешчаных, кампанент называецца *мультиплетам*.

У 1925 годзе для тлумачэння мультиплетнасці спектраў была выказана гіпотэза аб тым, што электрон валодае ўласным момантам імпульсу L_s і звязаным з ім магнітным момантам μ_s .

Уласны механічны момант імпульсу электрона апрэдзелялся па агульным законам квантавай механікі наступным чынам:

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \text{ дзе } s=1/2 \text{ – спінавы квантавы лік.}$$

$$L_s = \frac{1}{2} \hbar \sqrt{3}$$

Праекцыя уласнага механічнага моманта імпульсу:

$$L_{sz} = \hbar m_s, \text{ дзе } m_s = \pm s = \pm 1/2 \text{ – магнітны спінавы}$$

квантавы лік.

Стасунак магнітнага і механічнага момантаў для ўласных момантаў электрона атрыман з эксперыментальных даных і роўны:

$$\frac{\mu_s}{L_s} = -\frac{e}{2m_e} \cdot 2; \quad \frac{\mu_s}{L_s} = -\frac{e}{m_e} = -2\gamma;$$

$\gamma = \frac{e}{2m}$ - гірамагнітнае атнашэнне

$$\mu_s = -\frac{e}{m} L_s = -\frac{e}{m} \frac{1}{2} \hbar \sqrt{3} = -\mu_B \sqrt{3},$$

дзе $\mu_B = \gamma \hbar$ - магнетон Бора.

$$\mu_{s_z} = -\frac{e}{m} L_{s_z} = -\frac{e}{m} \hbar m_s = \pm \frac{1}{2} \frac{e}{m} \hbar = \pm \mu_B$$

Т. ч. уласны спінавы механічны мамент электрона і яго праекцыя вызначаюцца \hbar , якая можа з'яўляцца адзінкай вымярэння, а μ_s і μ_{s_z}

Вызначаецца магнетонам Бора μ_B .

У агульным выпадку атрымалі, што электрон у атаме валодае L_ℓ і L_s . Поўны момат імпульсу $L_j = L_\ell + L_s$ тожа квантуецца.

$$L_j = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \text{ где } J = \ell + s, |\ell - s|$$

Напрыклад, калі $\ell = 0$, то $j = s = 1/2$;

$$\ell \neq 0, \text{ то } j = \ell + 1/2, j = \ell - 1/2$$

атрымліваем дублетную структуру узроўней (тонкая структура) $L_{jz} = \hbar m_j$, дзе m_j – магнітны квантавы лік поўнага моманта электрона.

Поўны магнітны момат атама

$$\mu_j = +\mu_B \cdot g \sqrt{J(J+1)} \quad J = L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$$

$$\mu_{jz} = +\mu_B \cdot g m_j; \quad m_j = 0; \pm 1; \pm 2 \dots \pm J$$

$2J+1$ праекцый $g = g(J, L, S)$, g -множитель Ланде.

У прыватным выпадку пры $L=0$; $J=S \Rightarrow g=2$

$$\text{пры } S=0; J=L \Rightarrow g=1,$$

дзе g – гірамагнітныя адносіны для электрона, выражэнае ў адзінках γ .

§10 Рэзультируючы механічны момант шматэлектроннага атама.

Кожны электрон у атаме валодае арбітальным момантам імпульса L_ℓ і уласным момантам L_s . Механічныя моманты звязаны з уласнымі магнітнымі момантамі, т. ч. паміж усімі L_ℓ і L_s існуе ўзаемадзеянне. Моманты L_ℓ і L_s складаюцца ў рэзультируючы момант атама L_J .

Магчымы наступныя выпадкі:

1. Моманты L_ℓ узаемадзеіваюць паміж сабой мацнее, чым з L_s , якія ў сваю чаргу мацнее звязаны друг з другам, чым з L_ℓ . У выніку гэтага ўсе L_ℓ у рэзультируны L_L , а L_s у L_S , а затым ужо L_L і L_S даюць сумарны момант атама L_J . Такі від сувязі сустракаецца часцей усяго і называецца *LS-сувязю* (назіраецца ў лёгкіх атамах).
2. Кожная пара L_ℓ і L_s узаемадзеіваюць паміж сабой мацнее, чым з іншымі L_ℓ і L_s . У выніку чаго ствараецца рэзультируючы L_J для кожнага электрона асобна, якія потым аб'ядноўваюцца ў L_J атама. Такі від сувязі называецца *jj-сувязю* і назіраецца ў цяжкіх атамах.

Складанне момантаў выконваецца па квантавым законе.

Разглядзім выпадак *LS-сувязі*.

ℓ_i заўсёды цэлыя лікі, таму L сумарнага арбітальнага моманта таксама цэлы або нуль. Квантавы лік S (рэзультируючы спін) – цэлы або паўцэлы ў залежнасці ад колькасці электронаў у атаме (чотнае або нячотнае).

N -чотнае S ад $N/2$ (усе L_s паралельныя) да 0 (усе L_s папарна компенсуючых друг друга)

Напрыклад: $N=4$ $S=2; 1; 0$

Калі N – чотнае S - цэлыя значэнні ад $N/2$ да 0 (усе L_s акрамя аднаго папарна компенсуючых друг друга).

Напрыклад: $N=5$; $S=5/2; 3/2; 1/2$

N – нечотнае S - паўцэлыя значэнні ад $N/2$ да $1/2$ (усе L_s акрамя аднаго папарна компенсуючых друг друга).

Пры дадзеных L_L і L_S ; $L_J = L_L + L_S$, дзе $L_L = \sum_i L_{\ell_i}$; $L_S = \sum_i L_{s_i}$;

J – рэзульт. квантавы лік.

$J=L+S; L+S-1; \dots |L-S|$

Напрыклад: 1) $L=2; S=1 \Rightarrow J=3, 2, 1; \text{æ} = 2 \cdot 1 + 1 = 3$

2) $L=3; S=3/2 \Rightarrow J=7/2; 5/2; 3/2; 1/2; \text{æ} = 2 \cdot (3/2) + 1 = 4.$

§11 Прынцып Паўлі

Энергетычны стан электрона характарызуецца чатырма квантавымі лікамі

n, ℓ, m_ℓ, m_s , такім чынам, хвалёвая функцыя $\Psi = \Psi_{n,\ell,m_\ell,m_s}$.

1. n – галоўны квантавы лік $n=1, 2, 3 \dots \infty$, ён вызначае поўную энергію электрона ў атаме, т. е. энергетычныя узроўні ў атаме, якія з'яўляюцца дыскрэтнымі або электронныя абалонкі ў атаме, або электронныя слаі. Гэтыя абалонкі абазначаюцца

K, L, M, N...

$n=1, \underline{2}, 3, 4 \dots$

2. ℓ - арбітальны квантавы лік, $\ell=0, 1, 2 \dots n-1$, усяго n , ён вызначае арбітальны момант імпульса электрона ў атаме, або падабалонкі ці падузроўні

$$S, P, d, f, g, h \dots$$
$$\ell=0, 1, 2, 3, 4, 5 \dots$$

Адной абалонцы могуць адпаведаць некалькі падабалонак.

3. m_ℓ – магнітны квантавы лік (арбітальны), ён вызначае праекцыю арбітальнага моманту імпульсу ў атаме.

$$m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm \ell \quad \text{усяго } 2\ell + 1.$$

4. m_s – спінавы магнітны квантавы лік.

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

ён вызначае арыентацыю спіна электрона, які знаходзіцца на вызначанай абалонцы ці падабалонцы.

Такім чынам, 4 квантавых ліка вызначаюць месцазнаходжанне электрона.

Энергія электрона $E=E(n) \Rightarrow$ кожнаму E_n (акрамя E_1) адпавядае мноства

функцый Ψ_{n,ℓ,m_ℓ,m_s} , якія адрозніваюцца ℓ , m_ℓ , m_s . Гэта значыць, што аднаму і таму ж энергетычнаму стану адпавядаюць розныя станы электрона.

Станы з аднолькавай энергіяй называюцца *выраджальнымі*, а іх колькасць – кратнасцю выраджэння $m_\ell=2\ell+1$.

Калі $n=1$, то $\ell=0$; $m_\ell=0$; $m_s=\pm 1/2$.

У аснове будовы электронных абалонак атама ляжаць 2 прынцыпы:

1. *Прынцып Паўлі*: у атаме не можа быць двух электронаў з аднолькавым наборам 4-х квантавых лікаў.

Нават калі n , m_ℓ , ℓ - аднолькавы, то $m_s=\pm 1/2$.

2. *Прынцып мінімуму энергіі*: пры дадзеным агульным ліку электронаў у атаме ажыццяўляецца стан з мінімальнай энергіяй, т.е. кожны наступны электрон у атаме імкнецца заняць стан з найменшай энергіяй.

Пры паглыннанні ці выпраменьванні энергіі існуюць правіла адбора па квантавым лікам.

$$\Delta \ell = \pm 1; \quad \Delta m_\ell = 0, \pm 1; \quad \Delta j = 0, \pm 1$$

Энергія атама залежыць ад узаемнай арыентацыі L_ℓ (т.е. квантавага ліка L), узаемнай арыентацыі момантаў L_S (ад квантавага ліка S) і ад узаемнай арыентацыі L_L і L_S (ад квантавага ліку J).

Такім чынам, энергетычны стан атама (тэрм атама) запісваецца наступным чынам:

$$2S+1 L_J,$$

дзе L – адна з літар S, P, D, F і г.д. у залежнасці ад значэння ліку L .

Напрыклад: $^3P_0; ^3P_1; ^3P_2; L=1; S=1;$

J – рэзульт. квантавы лік.

$$J=L+S; L+S-1; \dots |L-S|$$

$$J=0, 1, 2.$$

(капша) $\text{æ} = 2S+1$ – мультыплетнасць тэрма.

Колькасць электронаў на абалонцы:

	N			
S	— $\ell=0 \rightarrow 2$	$\ell=0; m_\ell=0;$	$m_s=\pm 1/2$	N=2
P	— $\ell=1 \rightarrow 6$	$\ell=1; m_\ell=0, \pm 1;$	$m_s=\pm 1/2$	N=6
<u>d</u>	— $\ell=2 \rightarrow 10$	$\ell=2; m_\ell=0, \pm 1, \pm 2;$	$m_s=\pm 1/2$	N=10
<u>f</u>	— $\ell=3 \rightarrow 14$	$\ell=3; m_\ell=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3;$	$m_s=\pm 1/2$	N=14

$$N_{\text{пааб}} = 2(2\ell + 1)$$

$m_s \quad m_\ell$

Адпаведна прынцыпу Паўлі колькасць электронаў на адпаведнай абалонцы (электроннай):

$$K \text{ — } n=1 \rightarrow 2$$

$$\ell = n-1$$

$$L \text{ — } n=2 \rightarrow 8$$

$$N_{\text{ааб}} = \sum_{\ell=0}^{\ell=n-1} 2(2\ell + 1) = 2n^2$$

$$M \text{ — } n=3 \rightarrow 18$$

$$\ell=0$$

$$N \text{ — } n=4 \rightarrow 32$$

$$N_{\text{ааб}} = 2n^2$$

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

§ 12 Перыядычны закон Мендзялеева.

У 1869 годзе Мендзялееў адкрыў закон змянення хімічных і фізічных уласцівасцей элемента ў залежнасці ад іх атамных мас. На падставе гэтага закона была складзена перыядычная сістэма хімічных элементаў (табліца Мендзялеева), у якой хімічныя элементы размяшчаюцца ў парадку павялічэння парадкавага нумару Z хімічных элементаў. Парадкавы нумар хімічнага элемента роўны агульнай колькасці электронаў у атаме дадзенага элемента. Аказалася, што хімічныя ўласцівасці элементаў і шэраг іх фізічных уласцівасцей тлумачацца паводзінамі *вонкавых, так званых валентных электронаў у атаме.*

Перыядычная сістэма элементаў Мендзялеева грунтуецца на прынцыпах Паўлі і мінімуму энергіі.

У якасці прыклада разгледзім запаўненне электронных абалонак і падабалонак, пачынаючы з атама вадароду.

Элемент	K		L		M			N		Электр. канфігурацыі	Асноўны тэрм
	1S	2S	2P	3S	3P	3d	4S	4P			
H(Z=1)	1	-	-	-	-	-	-	-	-	1S ¹	² S _{1/2}
He	2	-	-	-	-	-	-	-	-	1S ²	¹ S ₀
Li	2	1	-	-	-	-	-	-	-	1S ² 2s ¹	² S _{1/2}
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
B	2	2	1	-	-	-	-	-	-	1s ² 2s ² 2p ¹	² P _{1/2}
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Ar(Z=18)	2	2	6	2	6	-	-	-	-	-	¹ S ₀
*K(Z=19)	2	2	6	2	6	-	1	-	-	-	² S _{1/2}
Ca(Z=20)	2	2	6	1	6	1	2	-	-	-	¹ S ₀
**Sc(Z=21)	2	2	6	2	6	1	2	-	-	-	² D _{3/2}

K – калий; Ca – кальций; Sc – скандий.

Правила:

* при павелічэнні Z хімічных элементаў, запаўненне ад арбіталі да арбіталі ідзе ў парадку павелічэння сумы $n+l$.

$$3d(n+l=3+2=5)$$

$$4s(n+l=4+0=4)$$

** пры аднолькавай суме $n+l$ запаўненне ідзе ад арбіталі з меншым n да арбіталі з большым n .

$$3d(n+l=3+2=5)$$

$$4p(n+l=4+1=5)$$

$$5s(n+l=5+0=5)$$

Такім чынам, выконваючы правілы можна запісаць электронную канфігурацыю \forall элемента табліцы Мендзялеева.

Пры заданні электроннай канфігурацыі ў складаных атамаў неабходна вызначыць, які з тэрмаў адпавядае асноўнаму стану, г.зн. стану з мінімальнай энергіяй. Адказ на гэтае пытанне даюць два эмпірычных правілы Хунда:

- 1) з тэрмаў, якія належаць пэўнай электроннай канфігурацыі, найменшай энергіяй валодае тэрм з найбольш магчымым значэннем S і з найбольш магчымым пры такім S значэннем L ;
- 2) калі запоўнена не больш паловы падабалонкі, найменшай энергіяй валодаюць станы з $J=|L-S|$, у працілеглым выпадку – з $J=L+S$.

Аналізую таблицу Мендзялеева, мы бачым, што электронная канфігурацыя ад элемента да элемента паўтараецца і назіраецца яе перыядычнасць, а хімічныя элементы, якія вызначаюцца дадзенай канфігурацыяй адносяцца да адной групы. Такіх груп 8. Кожнай электроннай абалонцы адпавядае перыяд табліцы – іх 7. Існуюць групы так званых лантаніодаў (ад Лантану) L_a – вонкавы электрон $5d$, а далей запаўняецца падабалонка $4f$. У іх назіраецца падабенства хімічных і шэрага фізічных уласцівасцей. Аналагічна у групы (актыній) актыніодаў $6d$ / $5f$
 $n+l=8$ / 8

§12 Тармазное і характарыстычнае рэнгенаўскае выпраменьванне і іх спектры. Прымяненне рэнгенаўскіх прамянёў.

У 1895 годзе нямецкі фізік Рэнтген, вывучаючы электрычны разрад у вакуумнай трубцы, выявіў, што пры гэтым выпускаюцца прамяні, здольныя пранікаць праз целы, непразрыстыя для звычайнага святла. Гэтыя прамяні ён назваў Х-прамянямі, пазней яны атрымалі назву рэнгенаўскіх. Для атрымання рэнгенаўскіх прамянёў служаць электрвакуумныя рэнгенаўскія трубкі.

$$P=10^{-6}\text{мм рт. ст.}$$

Рэнгенаўскія прамяні ўзнікаюць у выніку пераўтварэння кінетычнай энергіі хуткіх электронаў у энергію электрамагнітнага выпраменьвання і ўяўляюць сабой электрамагнітныя хвалі з даўжынёй ад 0,001 – 10 нм.

Электронны з катода паскараюцца полем некалькіх дзясяткаў кВ і набываюць кінетычную энергію

$$eU = \frac{mv^2}{2} ;$$

пры сутыкненні з анодам яны рэзка тармазяцца. Згодна з электрамагнітнай тэорыяй, пераменны электрычны ток стварае пераменнае магнітнае поле, а сукупнасць электрычных і магнітных палей ствараюць электрамагнітнае поле.

Такім чынам, анод з'яўляецца крыніцай рэнтгенаўскага выпраменьвання. Называецца гэта выпраменьванне тармажным.

Спектр тармажнага выпраменьвання з'яўляецца суцэльным. Магутнасць выпраменьвання $\sim e^2 \omega^2$.

$P \sim e^2 \omega^2$, дзе e – зарад электрона, ω – паскарэнне электрона.

Спектр мае рэзкую граніцу з боку кароткіх хваль. λ_{\min} – кароткахвалёвая граніца рэнтгенаўскага тармажнага выпраменьвання.

$$\frac{hc}{\lambda_{\min}} = eU ; \quad \lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} ;$$

$$eU = \frac{mv^2}{2} = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \Rightarrow \lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} ,$$

чым менш U , тым большае λ_{\min} .

У залежнасці ад даўжыні хвалі рэнтгенаўскае выпраменьванне валодае рознай пранікальнай здольнасцю.

У залежнасці ад пранікальнай здольнасці: жорсткія і мяккія.

Жорсткія – вялікая здольнасць,
мяккія – малая здольнасць.

Пры праходжанні рэнтгенаўскіх прамянёў праз рэчыва мае месца ўзаемадзеянне іх з рэчывам, якое праяўляецца ў паглыннанні.

Закон паглынання: $I = I_0 e^{-\mu d}$, дзе μ - каэфіцыент паглынання.

Пры малых напружаннях назіраецца тармазнае выпраменьванне з суцэльным спектрам. Калі U на трубцы павялічваем, то на фоне суцэльнага спектра з'яўляюцца асобныя спектральныя лініі, даўжыня хвалі якіх залежыць ад роду матэрыяла, з якога выраблен анод рэнтгенаўскай трубкі. Такое выпраменьванне называецца характарыстычным рэнтгенаўскім выпраменьваннем.

Лініі характарыстычнага рэнтгенаўскага выпраменьвання падобна лініям спектра атама вадарода таксама групіруюцца ў серыі, якія абазначаюцца K , L , M , N у парадку памяншэння частаты, а ў кожнай серыі лініі абазначаюцца α , β , γ у парадку павышэння частаты.

У 1913 годзе Мозлі сфармуляваў закон, згодна якому вызначаецца частата спектральных ліній характарыстычнага рэнгенаўскага выпраменьвання.

Корань квадратны з частаты адпаведнай лініі спектра прапарцыяйны парадкаваму нумару элемента, з якога выраблены анод рэгенаўскай трубки.

$$\sqrt{\nu} = \sqrt{C}(Z - \sigma),$$

дзе C – каэфіцыент прапарцыянальнасці.

$$C = R_c \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

дзе R – пастаянная Рыдберга; c – хуткасць святла;

k – ніжні ўзровень, які вызначае серыю спектра;

n – нумар верхняга ўзроўня, з якога адбываецца пераход на ніжні;

σ – пастаянная экраніравання, якая ўлічвае памяншэнне зараду ядра, абумоўлена дзеяннем прамежкавых электронаў, што знаходзяцца паміж дадзеным электронам і ядром.

Напрыклад: $K \rightarrow \sigma=1$; $L \rightarrow \sigma=7,5$.

Узнікненне характарыстычнага выпраменьвання тлумачыцца так:

электроны пры адпаведных U ($eU = \frac{mv^2}{2}$) дасягаюць такой кінетычнай

енергіі, якой дастаткова для таго, каб выбіць электрон, які знаходзіцца на ўнутраных арбітах у атаме (напрыклад К-электрон або L-электрон) і на вакантнае месца адбываецца пераход з вышэй ляжачай арбіты. У выніку чаго і адбываецца выпраменьванне γ -квантаў ($h\nu$).

Закон Мозлі ў агульным выглядзе:

$$\nu = Rc(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{K^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

І так рэнгенаўскае выпраменьванне:

- 1) кароткахвалёвае 0,001-10 нм;
- 2) не падвержана ўздзеянню электрычнага і магнітнага палёў;
- 3) валодае вялікай пранікальнай здольнасцю (асабліва жорсткае).

Такія ўласцівасці абумоўліваюць шырокую сферу прымянення:

- 1) у дэфектаскапіі (жорсткае выпраменьванне);
- 2) фмографія (мягкае выпраменьванне);
- 3) рэнгенаструктурны аналіз для вызначэння ўнутранай структуры цел.

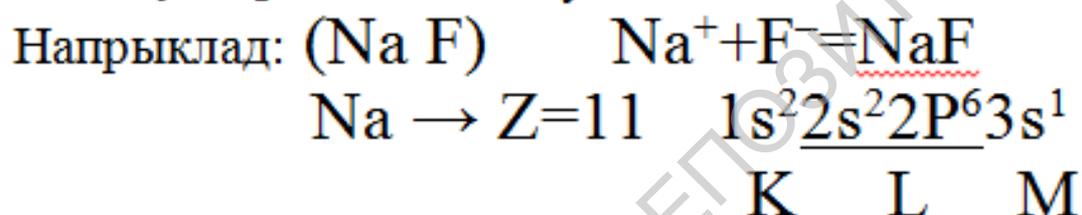
14 Паняцце аб хімічнай сувязі і валентнасці

$$E_{\text{ат. св. станы}} - E_{\text{мал}} = \Delta E,$$

Віды хімічных сувязей:

1. іонная (ці гетэрапалярная)
2. кавалентная (ці гомеапалярная)

1. Іонная сувязь узнікае, калі адзін атам аддае электрон іншаму. Узнікаюць іоны, паміж якімі дзейнічаюць сілы Кулонаўскага прыцягнення, дзякуючы якім і ўтвараецца малекула.

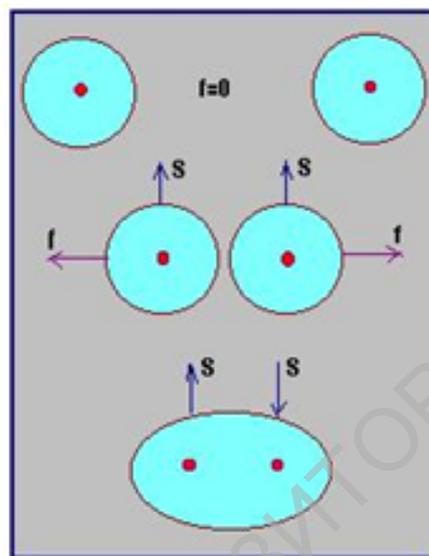
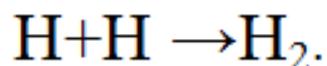


На знешняй абалонцы знаходзіцца 1 электрон (абалонка не запоўнена)



– не хапае аднаго электрона.

2. Кавалентная сувязь узнікае паміж аднатыпнымі атамамі.



Разлічаюць два тыпа валентнасці:

1. валентнасць па вадароду, якая з'ўляецца дадатнай і вызначаецца колькасцю электронаў, якія знаходзяцца на знешняй абалонцы ці падабалонцы ($\text{Mg} \rightarrow 2$, $\text{Al} \rightarrow 3$).

2. валентнасць па Cl (або фторы) (адмоўная) – вызначаецца рознасцю паміж лікам 8 і колькасцю вонкавых электронаў ($\text{F} \rightarrow 8-7=1$).

Ионная сувязь – колькасць аддадзеных ці далучаных электронаў.

Кавалентная сувязь – колькасць абагуленых электронных пар. Некаторыя электроны могуць мець розную валентнасць, у залежнасці ад таго, у якія злучэнні яны ўваходзяць (C –3, 4; Al; Cu).

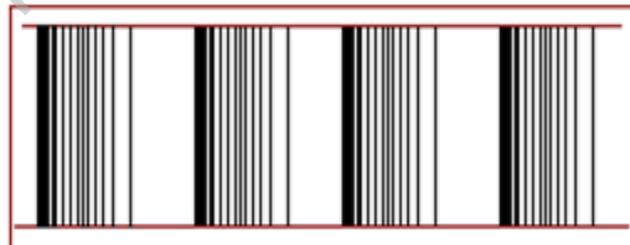
§ 15 Маллекулярныя спектры.

$E_{\text{п}}$ – энергія паступальнага руху цэтра інэрцыі маллекулы.

$E_{\text{э}}$ – энергія руху электронаў у атамах маллекулы.

$E_{\text{ваг}}$ – энергія вагальнага руху ядзер атамаў у маллекуле вакол іх раўнаважных становішчаў.

$E_{\text{вяр}}$ – энергія вярчальнага руху маллекулы.



E_{Π} не квантуецца і ўздзейнічаць на малекулярны спектр не можа.

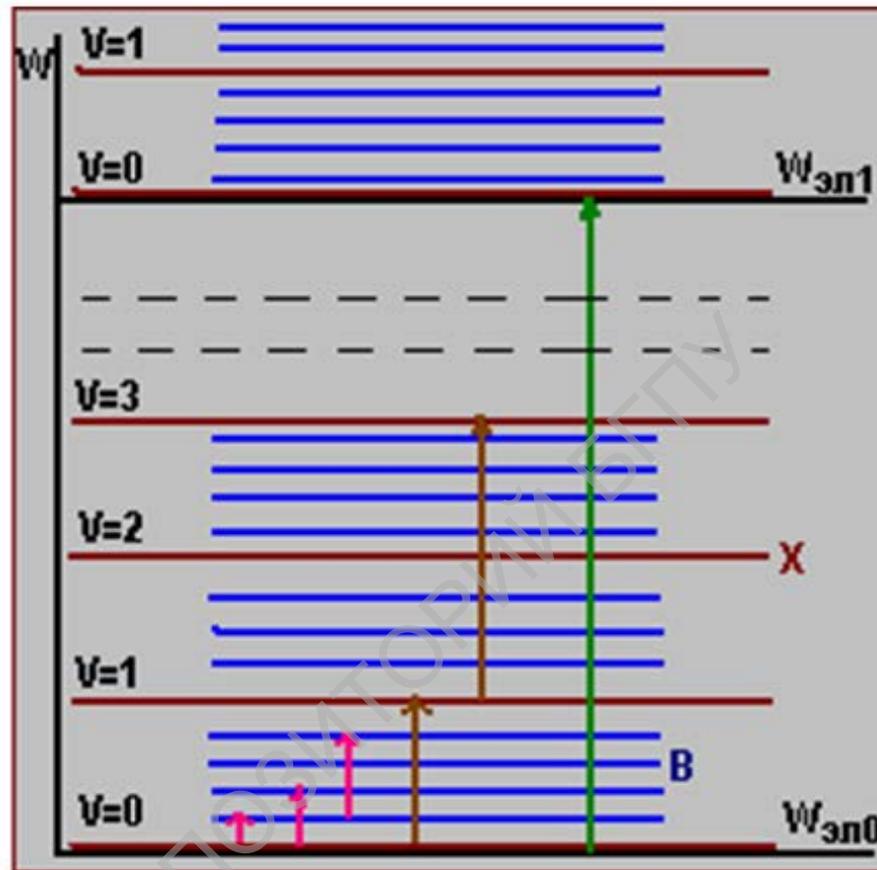
$$E = E_{\text{эл}} + E_{\text{ваг}} + E_{\text{вяр}}.$$
$$\Delta E = \Delta E_{\text{эл}} + \Delta E_{\text{ваг}} + \Delta E_{\text{вяр}}.$$

Па ступені складанасці малекулярныя спектры бываюць: **простыя, складаныя і паўскладаныя.**

Простыя – спектр складаецца з асобных электронна-калебательных палос.

Паўскладаныя – на фоне агібальнай інтэнсіўнасці спектра выступаюць аддзельныя электронна-калебацельныя паласы.

Складаныя – ні адна з электронна-калебацельных палос не разрашана.



$$\Delta E_{\text{вяр}} \ll \Delta E_{\text{ваг}} \ll \Delta E_{\text{эл}}$$

1. Вярчальныя спектры $\Delta j = \pm 1$.
2. $\hbar\nu = \Delta E_{\text{ваг}} + \Delta E_{\text{вяр}}$. $\Delta\nu = \pm 1$; $\Delta j = \pm 1$.
3. Электронна-вагальныя спектры малекул

§16 Камбінацыйнае расейванне святла.

$\nu_0 - \nu_i$
чырвоны

ν_0 ;

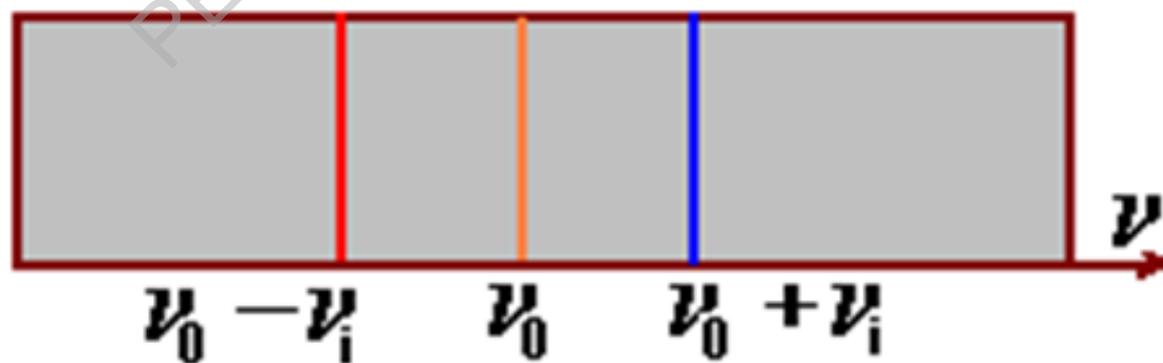
$\nu_0 + \nu_i$
фіялетвы

$h\nu < h\nu_0$;

$h\nu = h\nu_0 - E_i$

$h\nu > h\nu_0$;

$h\nu = h\nu_0 + E_i$



§17 Люмінесценцыя.

- 1) флюарэсценцыя, $t \approx 10^{-9} - 10^{-3} \text{ с}$
- 2) фасфарэсценцыя, $t \approx 10^{-3}$ - да гадзін.

Адрозніваюць:

- 1) рэзананскую
- 2) спантанную
- 3) вымушаную
- 4) рэкамбінацыйную (крышталы (электронны, дыркі)).

Малекула ў раствору.

Асноўная характарыстыка люмінесценцыі – *энергетычны выхад і квантавы выхад.*

1. *Энергетычны выхад:* $A = \frac{E_{\text{л}}}{E_0}$, дзе $E_{\text{л}}$ – энергія люмінесценцыі; E_0 – энергія падаючага святла, якое вызывае люмінесценцыю.

$$\nu_{\text{min}} = \frac{1}{\lambda_{\text{max}}}$$

2. *Квантавы выхад* $K = \frac{N_{\text{л}}}{N_{\text{n}}}$ пры $E_0 = \text{const}$, дзе $N_{\text{л}}$ – колькасць фатонаў люмінесценцыі; N_{n} – колькасць фатонаў, якія падаюць на рэчыва.
З часам люмінесценцыя затухае.

$\nu < \nu_0$; $\lambda_{\text{л}} > \lambda_0$ – правіла Стокса.

с.п. – спектр паглынання, якое вызывае люмінесцэнцыю; с.л. – спектр люмінесцэнцыі; $\Delta\lambda = \lambda_{\text{л}} - \lambda_0$ – стоксаў зрух.

$$h\nu_0 = h\nu_{\text{л}} + Q \text{ (закон захавання энергіі)}$$

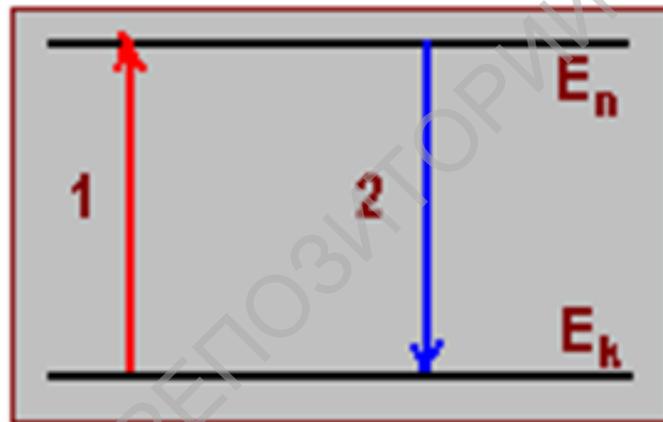
$$h\nu_{\text{л}} < h\nu_0 \Rightarrow \nu_{\text{л}} < \nu_0$$

Акрамя стоксаўскай люмінесцэнцыі назіраецца антыстоксаўская, калі $\nu_{\text{л}} > \nu_0$. Гэта адбываецца, калі сістэма аддае выпраменьванню частку сваёй унутранай цеплавой энергіі ваганняў малекул ва ўзбуджанам стане.

§ 18 Спонтаннае і вымушанае выпраменьванне.

Пры ўзаемадзеянні выпраменьвання з рэчывам магчымы тры віды пераходу атамаў з аднаго энергетычнага стану ў другі.

1) Атам, што знаходзіцца ў ніжнім энергетычным стане, у выпадку паглынання энергіі вонкавага поля можа перайсці ў верхні стан n .



2) Калі $h\nu_{k,n} = h\nu_{\text{выпр.}}$, то пераход называецца *рэзанансным*. $\nu_{k,n}$ – паглыннанне; $h\nu_{\text{выпр.}}$ – выпраменьванне. Выпраменьванне спонтаннае, калі атам самавольна (спонтанна) пераходзіць у ніжні стан k . Колькасць атамаў ва ўзбуджаным стане N убывае па exp. закону.

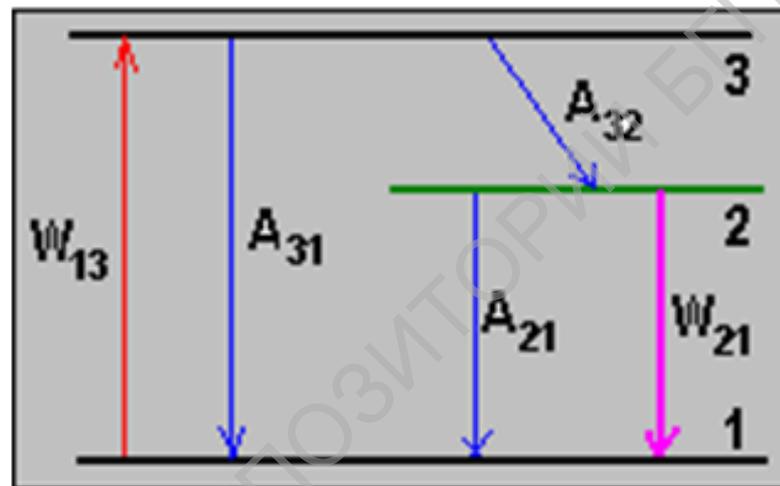
$$N = N_0 e^{-\alpha t}; \quad \alpha = \frac{1}{\tau} \Rightarrow N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}; \quad \tau \sim 10^{-8} \text{ c}$$

$$h\nu_{n,k} = E_n - E_k$$

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ

§19 Квантавыя генератары (лазеры).

Разгледзім квантавую сістэму E_1 , E_2 і E_3 .



На яе ўздзейнічае знешняе выпраменьванне $h\nu_0$. У сістэме могуць назірацца пераход з E_1 на E_3 і з E_2 на E_1 . $E_1 \rightarrow E_3$ – паглынанне; $E_2 \rightarrow E_1$ – выпраменьванне.

$$N_i = C e^{\frac{E_i}{kT}} \quad (\text{размеркаванне Больцмана}),$$

Каб сістэму заставіць выпраменьваць энергію, трэба энергетычныя ўзроўні перавярнуць, трэба зрабіць іх *інверсію* (пераварот), каб на N_2 было атамаў больш, чым на N_1 (дзе $E_2 > E_1$).

Гэта значыць,
$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}}$$

У выніку інверснай засялёнасці, калі $E_2 > E_1$, $\frac{N_2}{N_1} > 1$, $T \rightarrow$ “-“ (адмоўная), т.ч. гэтыя асяроддзі называюцца асяроддзямі з адмоўнай тэмпературай.

А ў законе $I = I_0 e^{-\alpha \ell}$ -- праходжанне святла праз паглынальнае асяроддзе.

“ α ” – каэфіцыент паглынання павінен быць адмоўным. Адмоўнасць “ α ” дасягаецца тым, што ў сістэме ствараюцца метастабільныя інверсныя ўзроўні. Дадзены прынцып (інв. нас-ці) ляжыць у аснове работы лазераў.

Тэрмін “лазер” ствараецца ад першых літар англ. слоў Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

У залежнасці ад асяроддзя, якое выкарыстоўваецца ў лазеры і называецца рабочым целам, лазеры падзяляюцца:

- вадкасныя
- цвёрдацелыя
- п/п
- газавыя

У залежнасці ад тыпу работы:

- непарыўныя
- імпульсныя

Першы цвёрдацелы лазер быў створаны ў 1960 годзе Мейманам (США), рабочым целам служыў рубін, актывіраваны хромам. Аснова $Al_2O_3 + Cr^{3+}$ ($\lambda = 694,3$ нм).

У 1961 годзе Джаванам (США) створаны газавы лазер (He-Ne). У 1963 годзе – п/п лазеры.

Пазней у 70-х гадах былі створаны лазеры на красіцелях са зменнай частатой.

$$h\nu = E_2 - E_1$$

Асноўныя ўласцівасці лазернага выпраменьвання :

- 1) Монахраматычнасць ($\lambda \text{ -- const}$).
- 2) Вялікая прасторавая кагерэнтнасць.
- 3) Вялікая магутнасць выпраменьвання (монахраматычнага).
- 4) Малая разхадзімасць прамяня (тв. ц. долі градуса).
- 5) Малы ККДз ($\sim 0,1\%$).