
II – Бўлим

ЁРУҒЛИКНИНГ КВАНТ ТАБИАТИ

VI Боб

ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИ

VII Боб

КВАНТ ОПТИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

VI Боб. ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИ

6.1§ Иссиқлик нурланиши ва уни ҳарактерловчи катталиклар

Биз юқорида ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсири қонунларини ўргандик. Моддалар ёруғлик ютиши, сочиши, қутблаши билан бир қаторда баъзан ўзлари ҳам ёруғлик чиқариб нурланадилар.

Моддаларнинг ёруғлик чиқариб нурланиши *люминисценция* деб юритилади. Нурланиш қандай энергия ва қандай сабабларга кўра амалга оширилишига қараб, у турлича номланади. Масалан, химиявий экзотермик реакция ҳисобига фосфор ёки ёғоч чириндиларининг нурланиши *кимёвий люминисценция*, тезлатилган зарядли заррача ёки электроннинг тўсиққа урилиб нурланиши *катодолюминисценция*, симоб буғи ёки сийраклаштирилган газларда ток ўтиши туфайли нурланиш *электролюминисценция* дейилади.

Агар нурланиш қиздириш йўли билан амалга оширилса, у *иссиқлик* нурланиши дейилади. Нурланишнинг бу турида заррачаларнинг иссиқлик ҳаракат энергияси нурланиш энергиясига айланади. Иссиқлик нурланиш шу билан ҳарактерланадики, у термодинамик мувозанат тарзида содир бўладиган ягона нурланишдир.

Иссиқлик нурланишини миқдор жиҳатдан ҳарактерлаш мақсадида энергетик ёрқинлик тушунчаси киритилган. *Нурланаётган жисм сирти бирлигидан вақт бирлиги ичида, тўлқин узунлигининг барча соҳаларда $(0, \infty)$ чиқарилган энергияга сон жиҳатдан тенг катталик энергетик ёрқинлик* дейилади.

$$R_s = \frac{dE}{dS \cdot dt} \quad (\text{Вт/м}^2) \quad (6.1)$$

Инсон кўзи фақат кўринадиган нурлар соҳасидаги энергияни ёруғлик тарзида сезади. Шу туфайли ёруғлик субъектив ҳарактерга эга.

Кўз сезгирлиги энергиянинг тўлқин узунлиги бўйича тақсимланишга боғлиқ. Буни ҳисобга олиб, бирлик спектрал кенгликдаги нурланиш энергиясига сон жиҳатдан тенг катталик - монохраматик ёрқинлик

$$dR = dE = r_\lambda \cdot d\lambda \cdot dS \quad (6.2)$$

r_λ - маълум бир тўлқин узунлиги яқинидаги, $d\lambda$ - интервалга тегишли энергия бўлиб, нур чиқариш қобилияти деб юритилади.

$$r_\lambda = \frac{dE}{d\lambda \cdot dS} \quad (\text{Вт/м}^3) \quad (6.3)$$

(6.3) ни ҳисобга олиб,

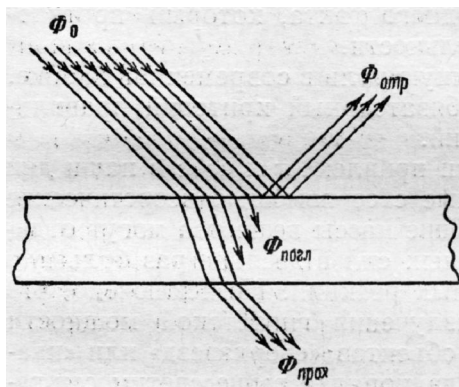
$$R_s = \int_0^\infty dR = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda \quad (6.4)$$

Фараз қилайлик, ясси параллел жисмга маълум бир тўлқин узунлиги яқинидаги $d\lambda$ - интервалга тегишли ёруғлик оқими бурчак остида тушаётган бўлсин. (6.1 - расм) Бу ёруғлик энергиясининг бир қисми жисмдан кайтади, маълум бир қисми эса модда қатлами калинлигида ютилади ва қолган қисми ўтиб кетади. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан:

$$\Phi_0 = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 \quad (6.5)$$

(6.5) ни ҳар иккала томонини Φ_0 га бўлиб,

$$1 = \frac{\Phi_1}{\Phi_0} + \frac{\Phi_2}{\Phi_0} + \frac{\Phi_3}{\Phi_0} \quad (6.6)$$



6.1 - расм

$\frac{\Phi_1}{\Phi_0} = \rho$ - ёруғликни қайтариш коэффициенти

$\frac{\Phi_2}{\Phi_0} = a$ - ёруғликни ютиш коэффициенти

$\frac{\Phi_3}{\Phi_0} = D$ - тиниқлик даражаси

Кўпчилик моддалар деярли қалин бўлмасалар ҳам тиниқ эмасдирлар, яъни $D=0$ у ҳолда (6.6)

$1 = \rho + a$ (6.7) кўринишга келади.

Агар тушаётган ёруғлик тўлқинлар частотаси, модда заррачаларининг хусусий частоталаридан бирига мос келса, $(\nu = \nu_i)$ резонанс туфайли тебраниш амплитудаси ортади. Амплтуда ортиши билан бирга энергиянинг иссиқликка айланиши эҳтимоли ҳам ошади.

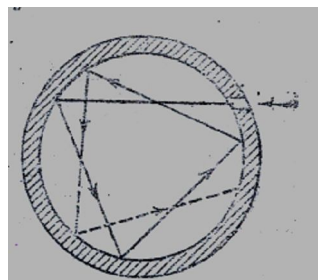
Бундан ташқари, амплитуданинг ортиши шу частотадаги иккиламчи электромагнит тўлқинлар нурланиш интенсивлигини ҳам оширади. Бу эса ўз навбатида моддаларнинг ёруғликни ютиш коэффициентини камайишига олиб келади ҳамда ютиш қобилятини ёруғликнинг частотасига, яъни тўлқин узунлигига боғлиқ эканлигини кўрсатади. Агар модданинг аниқ бир тўлқин узунлиги ва температураси учун нур ютиш қобилятини $a_{\lambda T}$ - деб белгиласак, (6.7) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\rho_{\lambda T} = 1 - a_{\lambda T} \quad (6.7')$$

Моддаларнинг нур ютиш ва нур қайтариш коэффициентини ёруғлик тўлқинлари узунлигига боғлиқлиги уларнинг рангини белгилайди. Масалан, бирор жисм яшил нурдан $(\lambda = 5 \cdot 10^{-5})$ бошқа нурларни кучлироқ ютса, уни оқ нур билан ёритганда у яшил бўлиб кўринади. Агар шу жисм таркибида яшил нур бўлмаган ёруғлик билан ёритилса, у жисм қора бўлиб кўринади. Шундай қилиб, жисмларнинг ранги уларни ёритаётган ёруғликнинг спектрал таркибига боғлиқ бўлади. Барча нурларни тўлиқ (100 фоиз) қайтара-диган жисм *абсолют оқ* ($\rho_{\lambda T} = 1$, $a_{\lambda T} = 0$), нур ютиш қобиляти $a_{\lambda T} \ll 1$, лекин барча тўлқин узунликлари бўйича ўзгармас бўлган жисмлар кулранг жисмлар деб юритилади. Тўлқин узунлигининг барча соҳасидаги нурларни юз фоиз ютадиган жисм *абсолют қора* жисм дейилади. $a \equiv 1$, $\rho = 0$.

Идеал абсолют қора жисм табиатда йўқ. Лекин спектрнинг чекли соҳаси учун абсолют қора жисмларга яқин жисмлар мавжуд. Сурма, қоракуя, платина куяси ва шу кабилар кўринадиган нурлар учун абсолют қора жисм ҳисобланса, ультрабинафша нурлар учун улар тиниқ жисм бўлиб ҳисобланади. Булардан ташқари ичи ковак идишдан

очилган кичкина тешикли жисм ҳам абсолют қора жисм модели бўла олади. Чунки тешик орқали тушаётган нур идиш ичида кўп марта қайтиб, ёруғлик энергиясини барча тўлқин узунликлари бўйича тўла ютади. (6.2 - расм)



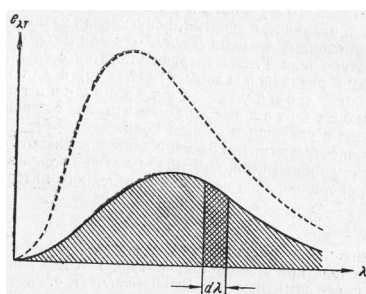
6.2 - расм

Юқори температурагача қиздирилган бундай система термодинамик мувозанатли нурланиш манбаи бўла олади.

Тажрибалар кўрсатишича,

а) *Мувозанатли нурланиш тўлқин узунлигинининг функцияси бўлиб, спектрнинг барча соҳасида ягона максимумларга эга.*

б) *Температура ортиши билан спектрнинг барча соҳасига тегишли нур чиқариш қобиляти ва нурланиш энергияси ҳам ортади.* (6.3 - расм)



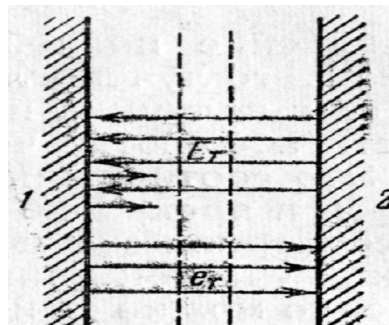
6.3 - расм

Абсолют нол температура ($T=0$ К)да модда заррачалари тартибсиз ҳаракатдан тухтайди, иссиқлик нурланишни ҳам йўқолади. $r_{\lambda T} \equiv 0$ расмдаги $d\lambda$ -га тегишли штрихланган юза монохроматик ёркинлик энергиясини билдиради. Спектрнинг барча соҳасидаги тўла энергия эса нурланиш чизиги остидаги юзага сон жиҳатдан тенг бўлиб, (6.4) функцияни интеграллаш йўли билан аниқланади.

6.2§ Абсолют қора жисмнинг нурланиш қонунлари

Иссиқлик нурланишларида модда заррачаларининг иссиқлик ҳаракати энергияси ёруғлик энергиясига, ёруғлик билан боғлиқ ҳодисаларда эса нурланиш энергияси иссиқлик энергиясига айланади. Моддаларнинг нур чиқариш ва нур ютиш қобилятлари орасида боғлиқлик мавжуд бўлиб, уларни термодинамик қонунлар асосида аниқлаш мумкин.

Фараз қилайлик, термодинамик муносабатда бўлган икки жисм вакуумда ёпик системада жойлашган ўзаро параллел текисликдан иборат бўлиб, улардан бири абсолют қора жисм бўлсин. (6.4 - расм)



6.4-расм

Бу икки жисм нурланиши туфайли маълум вақтдан сўнг термодинамик мувозанат ўрнатилади. ($T_1=T_2=T$). Биринчи жисмнинг юза бирлигидан вақт бирлиги ичида $r_{\lambda T}$ энергия нурланса, худди шу вақт ичида бу юзага абсолют қора жисм нурланишининг $e_{\lambda T}$ га тенг энергияси тушади. Бу энергиянинг $a_{\lambda T}e_{\lambda T}$ қисми ютилади, $(1-a_{\lambda T})e_{\lambda T}$ - қисми эса қайтади. Термодинамик мувозанат учун энергиянинг баланс тенгламаси:

$$r_{\lambda T} = a_{\lambda T}e_{\lambda T} \quad (6.8)$$

Абсолют қора жисмнинг юза бирлигидан энергия нурланса, биринчи жисм нурланиши туфайли чиқарган $r_{\lambda T}$ ва қайтарган $(1-a_{\lambda T})e_{\lambda T}$ энергияни тўла ютади. Энергия баланси учун:

$$e_{\lambda T} = r_{\lambda T} + (1-a_{\lambda T})e_{\lambda T} \quad (6.9)$$

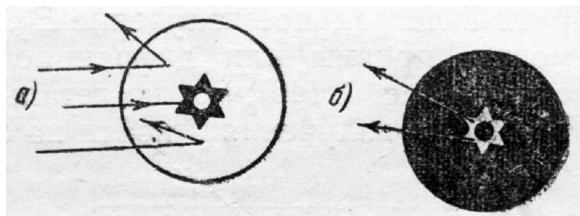
ҳар икки тенгламадан қуйидаги муносабат келиб чиқади.

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = \frac{e_{\lambda T}}{1} = f(\lambda T) \quad (6.10)$$

(6.10) ни Кирхгоф мувозанатли нурланиш шартларига термодинамиканинг иккинчи қонунини қўллаган ҳолда келтириб чиқарган ва у Кирхгоф қонуни деб юритилади:

Жисмларнинг бирдай температура ва спектрал таркиби учун нур чиқариш қобилиятини нур ютиш қобилиятига нисбати уларнинг табиатига боғлиқ бўлмай, барча моддалар учун тўлқин узунлиги ва абсолют температура универсал функциясидир ва сон жihatдан абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятига тенгдир.

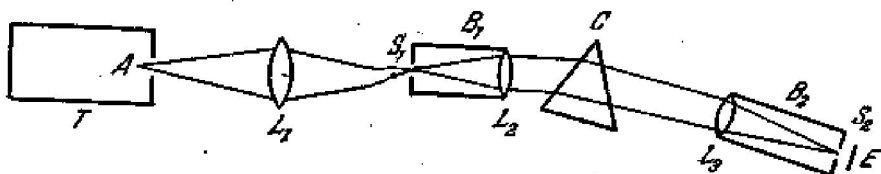
Кирхгоф қонунидан бирдай температурада абсолют қора жисм нурланиш интенсивлиги бошқа жисмларнинг нурланиш интенсивлигига нисбатан кучлироқ қора жисмлар учун нур ютиш қобилияти бирга тенг $a \equiv 1$. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун оқ чинни тарелкага қора билан белги чизамиз. (6.5 - расм)



6.5 - расм

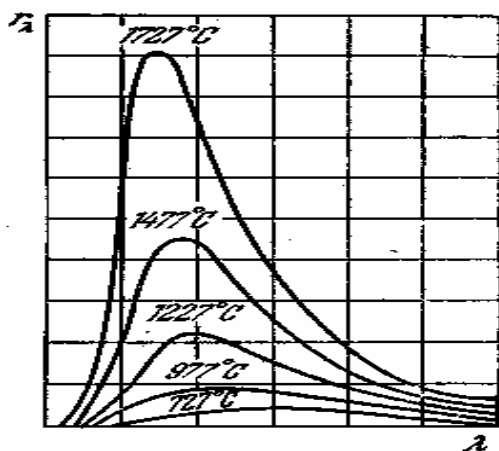
Қоронғу хонада ҳеч нарсa кўринмайди, агар хона ёритилса оқ фонда қора доғ аниқ кўринади. Энди тарелка 1000^0 С га киздирилса, қоронғу хонада хира фонда яркираган ёруғ доғ аниқ кўринади. (нур ютиш қобилияти катта бўлган жисмларнинг нур чиқариш қобилияти ҳам катта бўлади)

Абсолют қора жисм нурланиш спектрида энергиянинг тақсимланишини ўлчаб, унинг қонунларини тажрибада ўрганиш мумкин. Бунинг учун қуйидаги қурилмадан фойдаланамиз. (6.6 - расм)



(6.6 - расм)

Юқори температурагача қиздириладиган печка ичига жойлаштирилган А-абсолют қора жисм нурланиши L_1 -линза, B_1 -коллиматор орқали С-спектрометрга йўналтирилади, B_2 -камеранинг тирқишига ўрнатилган Е-баллометр ёрдамида ҳар хил тўлқин узунлигига тегишли нурланиш энергиясини ўлчаб, спектрни энергетик жиҳатдан анализ қилиш мумкин. (6.7 - расм)



(6.7 - расм)

Тажрибалар кўрсатишича,

- 1) абсолют қора жисм нур чиқариш қобилияти тўлқин узунлигини узлуксиз номонотон функцияси бўлиб, спектрнинг барча соҳасида фақат битта максимумга эга
- 2) нурланишнинг максимум қиймати температурага боғлиқ бўлиб, температура кўтарилган сари нурланиш максимуми тўлқин узунлигининг қисқа соҳаси томонига силжийди.

Абсолют қора жисм қонунларининг барча хоссаларини назарий тушунтира оладиган, универсал функция $e_{\lambda T} = f(\lambda T)$ нинг ошкор кўринишини ифодалаш тарихий аҳамиятга эга бўлиб, у узоқ йиллар (то 1900 йилгача) ҳеч кимга насиб этмади. Шунга қарамай, австриялик Й. Стефан (1879 й.) тажриба натижаларига таяниб, кейинчалик Л. Больцман (1894 й.) соф термодинамик мулоҳазаларга асосланиб, абсолют қора жисм нурланиши масаласини бир томонлама ҳал қилишга мувофиқ бўлдилар.

Абсолют қора жисм нурланишининг энергетик ёрқинлиги абсолют температуранинг тўртинчи даражага тўғри пропорционалдир. Бу хулоса Стефан-Больцман қонуни деб юритилади.

$$R_{\lambda} = \sigma T^4 \quad (6.11)$$

$\sigma = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{гр}^4$ – га тенг бўлиб, Стефан-Больцман доимийси деб юритилади.

Бу қонун - абсолют қора жисм нурланиши фақат температурага боғлиқлигини ифодалаб беради. Немис олими В. Вин (1893 й) термодинамика ва электродинамика қонунлари асосида абсолют қора жисм нурланиши спектрининг максимум қийматини тўлқин узунлигининг қисқа соҳасига силжиши қуйидагича аниқланади деган хулосага келди.

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (6.12)$$

(6.12) Виннинг силжиш қонуни деб юритилади.

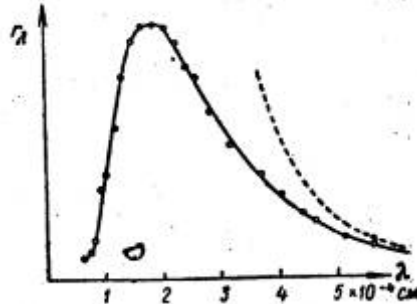
Абсолют қора жисм нурланишининг максимуми температура ортиши билан спектрнинг қисқа тўлқинлари соҳасига силжийди деб таърифланади.

b -Вин доимийси бўлиб, сон қиймати $2.3 \cdot 10^{-3} \text{ м град. га тенг}$

абсолют қора жисм нурланишининг яна бир қонунини Релей ва Жинслар (1895 й) томонидан аниқланди. Улар энергиянинг эркинлик даражаси бўйича тақсимланишини турғун электромагнит тўлқинларга тадбиқ этиб, абсолют қора жисм нурланишини ёрқинлиги учун қуйидаги ифодани ёзди:

$$R_{\lambda} = 2\pi c k T \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} \quad (6.13)$$

Релей-Жинс формуласи тўлқин узунлигининг узун соҳалари учун абсолют қора жисм нурланишига жуда мос тушади, лекин тўлқин узунлигининг қисқа соҳаларида тажриба натижаларидан анча четлашади. (6.8 - расм)



6.8 - расм

(3.13) даги $e_{\lambda T} = 2\pi c k T / \lambda^4$, тўлқин узунлиги камайиши билан чексиз орта боради.

Ваҳоланки, абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти тўлқин узунлигининг қисқа соҳаларида ҳам чекли қийматга эга. ($e_{\lambda T} = 0$) Бу барча номувофиқликлар фанда образли қилиб “ультрабинафшавий ҳалокат”-деб юритилади. Ультрабинафшавий ҳалокат ёруғлик табиатига оид ҳодисаларга электродинамика қонунларини, айниқса, қисқа тўлқинлар соҳасига тадбиқ этиб бўлмаслигини кўрсатади ва ёруғлик табиатида ҳали биз ҳисобга олмаган баъзи хусусиятлар мавжудлигидан дарак беради.

Немис олими М Планк (1900й) классик электродинамика қонунларида ҳукм суриб келган, ҳар қандай нурланиш энергияси узлуксиз ўзгариб турадиган электромагнит тўлқинлардир деган хулосадан воз кечди. Нурланиш энергияси алоҳида квантлар тарзида тарқалади ва шу билан бирга ҳар бир квант энергияси нурланиш частотасига тўғри пропорционалдир деган гипотезани илгари сурди. Агар квант энергиясини $E = h\nu$ деб белгиласак, нурланиш энергияси квант энергияси бутун сон қаррали бўлиши лозим.

$$\varepsilon = nh\nu \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (6.14)$$

$$h = 6.67 \cdot 10^{-34} \text{ жс Планк доимийси.}$$

(4) ни қуйидаги кўринишда ҳам ифодалаш мумкин

$$E = n \frac{2\pi h \nu}{2\pi} = n\hbar\omega \quad (6.15)$$

$$\frac{h}{2\pi} = \hbar = 1.05 \cdot 10^{-34} \text{ жс} \quad \text{ҳам Планк доимийси деб юритилади.}$$

Квант назариясига асосланиб, Планк абсолют қора жисм нурланишининг қуйидаги ифодани ёзди.

$$R_{\lambda} = \int_0^{\infty} \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \left(e^{-\frac{hc}{\lambda k T}} - 1 \right)^{-1} d\lambda \quad (6.16)$$

Бу ифода спектрнинг барча соҳаларида абсолют қора жисм нурланишини тажрибада аниқланган маълумотлар билан жуда мос тушади.

Шундай қилиб, абсолют қора жисм нурланиш қонунларини кашф этилиши, ёруғлик табиатига янгича дунёқараш - квант назариясини яратилишига асос солди.

6.3§ Оптик пирометрия

Температуранинг абсолют қора жисм нурланишини қонунлари асосида аниқлаш усули оптик пирометрия деб юритилади. Бу усул абсолют қора жисм нурланишини қайси қонундан фойдаланишга кўра, радиацион, рангли ёки температуравий ҳамда оптик пирометрияга бўлинади

1.Радиацион усул. Бу усул жисм нурланишини ёрқинлик энергиясини ўлчаб Стефан-Больцман қонуни асосида температуранинг аниқлашга асосланган

$$T_p = \sqrt[4]{R_{\Sigma} / \sigma} \quad (6.17)$$

T_p - ёрқинлиги кузатилаётган жисмнинг ёрқинлигига тенг бўлган абсолют қора жисмнинг температурасидир.

Кирхгоф қонунига мувофиқ,

$R = a_{\lambda T} R$ ёки $R = a_{\lambda T} \sigma T^4$ (6.17) ва (6.18) дан ҳақиқий температуранинг аниқлаймиз.

$$T_x = \frac{T_p}{\sqrt[4]{a_{\lambda T}}} \quad (6.19)$$

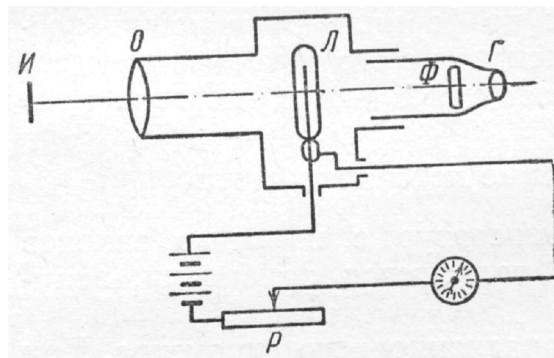
$a_{\lambda} < 1$ бўлгалиги учун ҳақиқий температура T_x , радиацион T_p -дан бироз катта бўлади.

2.Рангли ёки температуравий усул. Бу усул ёрқинлик энергиясини тўлқин узунлиги бўйича тақсимланишига асосланган бўлиб, энергиянинг тақсимот функцияси графигидан фойдаланиб, ёрқинлик энергиясини максимумига мос $\lambda_{\max}$ аниқланади. Вин қонунига мувофиқ,

$$T = \frac{b}{\lambda^4} \quad (6.20)$$

Бу усулдан, узоқ масофадаги жисмлар, қуёш ва юлдузлар температурасини аниқлашда фойдаланилади. Рангли ёки температуравий усул билан аниқланган қуёш ташқи сиртининг температураси $T=6150 \text{ K}$ га тенг.

3.Ёрқинлик усули. Бу усулда “йўқолувчан тола”ли пирометрдан фойдаланилади. (6.9 – расм)



6.9 - расм

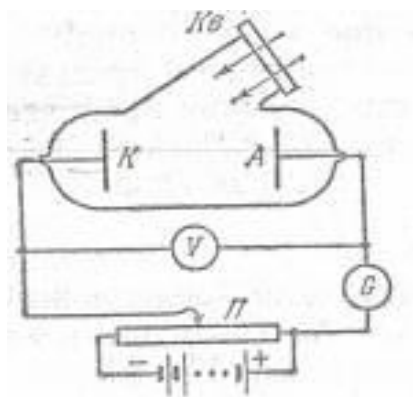
O -объективнинг фокал текислигига ёй толали λ -электр лампочка ўрнатилган. O -объектив ва O^1 -окуляр ёрдамида ёй тола ҳамда объектнинг тасвири фокал текисликка туширилиб ёрқинликлари таққосланади. Спектрни бирор соҳасида R -реостат ёрдамида тола ёрқинлиги объектнинг ёрқинлигига тенглаштирилади (ёй тасвири объект фонида йўқолиб кетади). Ёй тола занжирига уланган қайд қилувчи асбоб амперметр, олдиндан абсолют қора жисм нурланишга даражаланган бўлса, температуранинг бевосита аниқлаш мумкин.

ВII Бoб. КВАНТ ОПТИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

7.1§ Фотоэффект ҳодисаси ва унинг қонунлари

Ёруғликнинг квант хоссаларини тасдиқловчи ҳодисалардан бири фотоэффектдир. Ёруғлик энергияси қандай порция тарзида нурланса, худди ана шундай порциялар тарзида ютилади. Ёруғлик таъсири остида жисмлардан электронларнинг уриб чиқаришидан иборат фотоэффект ҳодисасида айниқса, равшан кўринади.

Фотоэффект ҳодисасини А.Г. Столетов (1888 й.) куйидаги қурилма ёрдамида батафсил ўрганди. (7.1 - расм)

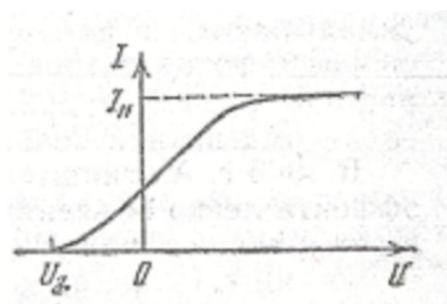


7.1 - расм

К-металл пластинка К-катод, кв-дарча орқали ультрабинафша нурлар билан ёритилганда, анод занжирида ток ҳосил бўлади, ҳосил бўлган ток кучи гальванометр ёрдамида қайд қилинади. Электродлар орасидаги кучланишни П-потенциометр ёрдамида ўзгартириш мумкин. Тажриба натижаларини умумлаштириб, Столетов фотоэффектнинг куйидаги қонунларини аниқланади.

- 1) моддалар ёруғлик таъсирида фақат манфий зарядларнигина йўқотади. Бу манфий зарядлар электрон эканлиги Ленард ва Томсонлар (1898 й) томонидан заррани электр ва магнит майдонида оғиши туфайли солиштирма зарядини ўлчаш йўли билан аниқланган. ($e/m=1.76 \cdot 10^{11}$ кл/кг);
- 2) фотоэффектнинг вужудга келишида айниқса, ультрабинафша нурлар таъсири ёруғликнинг энергиясига пропорционалдир;
- 3) нурларнинг разядлаш таъсири ёруғликнинг энергиясига тўғри пропорционалдир;
- 4) фотоэффект инерцияга эга эмас, яъни катод ёритилиши билан фотоэффект вужудга келади;

Нурланиш таркиби ва қуввати ўзгармаганда, занжирдаги ток кучи кучланишга боғлиқ бўлиб, у Ом қонунига бўйсинади. Анод занжиридаги ток кучининг кучланишга боғлиқ ҳолда ўзгаришини ҳарактерловчи эгри чизик, вольт-ампер ҳарактеристика деб аталади. У куйида (7.2 - расм) тасвирланган.



7.2-расм

Ёруғлик туфайли катоддан уриб чиқарилган электронларнинг барчаси анодга етиб борганда, ҳосил бўлган ток ($I=en$) туйиниш (J_n) даражасига етади. Юқоридагиларга асосан куйидаги хулосага келамиз:

Вакт бирлигида уриб чиқарилган электронларнинг сони катодга тушувчи ёруғликнинг кувватига тўғри пропорционалдир.

Бу эса нурланишнинг разрядлаш таъсири энергияга $U=0$ – да тўғри пропорционал бўлишини кўрсатади. Занжирда токнинг вужудга келиши фотоэлектронларнинг катоддан бошланғич тезлик билан чиқишидан дарак беради. Электр майдонининг энергияси (eU_T) фотоэлектронларнинг бошланғич кинетик энергиясига тенг бўлганда, занжирда ток нолга

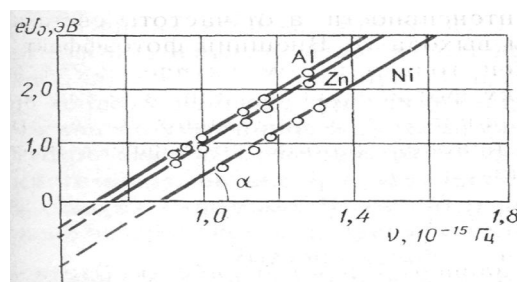
тенг бўлади. Бу ерда U_T - тормозловчи майдон кучланиши
$$eU_T = \frac{m\vartheta^2}{2} \quad (7.1)$$

Тормозловчи кучланишни ўлчаб, фотоэлектронларнинг тезлигини аниқлаш мумкин.

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2eU}{m}} \quad (7.2)$$

Фотоэлектронлар тезлигининг ёруғлик частотаси ν га боғлиқлиги катта аҳамиятга эга. Тажриба U_T нинг ν частотага боғлиқлигини бевосита кўрсатиб берди. (7.3 - расм)

$$U_m = a\nu - U_0 \quad (7.3)$$



(7.3 - расм)

α , U_0 лар катод табиатга боғлиқ бўлган ўзгармас катталикдир.

(7.4) ва (7.6) дан фойдаланиб,

$$(7.5) \quad \frac{1}{2}m\vartheta^2 = eU_T = e(a\nu - U_0) = ae\nu - eU_0$$

$\vartheta > 0$ бўлиши учун $\omega \geq \omega_0 = \frac{U_0}{a}$ шарт бажарилиши лозим. $\omega = 2\pi\nu$; $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ни

ҳисобга олиб, $\lambda = \lambda_0 = \frac{2\pi ca}{U_0}$ ни ҳосил қилинади.

ω_0 , λ_0 фотоэффектнинг кизил чегараси деб юритилади. Демак, $\lambda_k \leq \frac{2\pi ca}{U_0}$ дан қисқа

бўлган нурларгина фотоэффектни вужудга келтиради. Бу эса Столетовнинг фотоэффектни ультрабинафша нурлар вужудга келтиради деган хулосаси тасдиқлайди.

7.2§ Фотоэффект назарияси

Эйнштейн (1905 й) фотоэффект ва унинг қонунларини квант назарияси асосида тушунтириш мумкин эканлигини кўрсатди. Бунинг учун у ёруғлик энергиясини $h\nu$ -квантлар тарзида нафақат нурланиб қолмай, балки худди шундай энергияли квантлар тарзида ютилади ва тарқалади ҳам деган мулоҳазага борди. Бошқача айтганда, ёруғлик узлуксиз электромагнит тўлқинлар эмас, балки фазада ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан

тарқаладиган энергиянинг квантларидир. Электромагнит тўлқинларнинг бу квантлари - заррача атрибуту-фотонлар деб юритилади. Шу туфайли электронлар алоҳида-алоҳида фотон энергиясини ютиб, натижада унинг бир қисми метал сиртидан чиқиш ишига сарфланса, (чиқиш иши A -билан белгиланади) бир қисми унга кинетик энергия тарзида берилади.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан:

$$h\nu = A + \frac{m_0^2 v^2}{2} \quad (7.7)$$

Бу тенглама Эйнштейн формуласи деб аталади.

Электроннинг кинетик энергиясини тормозловчи кучланиш eU_T - орқали ифодалаб, Эйнштейн формуласидан (7.8) ни ёзамиз

$$U_T = \frac{h\nu}{e} - \frac{A}{e} \quad (7.8)$$

Бу ифода фотоэлектронлар кинетик энергиясининг ёруғлик частотасига боғлиқлигини экспериментал қонунияти билан мос тушади ва ёруғликнинг $h\nu$ - квантлар тарзида порцияланиб, ютилиши ҳақидаги гипотезадан бевосита келиб чиқади.

Агар электронларнинг чиқиш иши (A)-ёруғликнинг квант энергиясидан катта бўлса, фотоэффект вужудга келмайди. Фотоэффект вужудга келиши учун (7.9) бажарилиши керак:

$$h\nu \geq A \quad \text{ёки} \quad \omega \geq \omega_0 = \frac{A}{\hbar} \quad (7.9)$$

Бу эса фотоэффект вужудга келиши учун қизил чегара давжудлигини кўрсатади

$$\lambda_k \leq \lambda_0 = \frac{hc}{A} \quad (7.10)$$

Шунингдек, тўйиниш токи (I_T)нинг тушувчи ёруғлик қувватига пропорционал бўлиши табиий равишда изоҳланади. Ёруғлик оқимининг умумий қуввати ўсиши билан айрим $E=h\nu$ энергия квантларининг сони ҳам кўпаяди ва демак, бирлик вақт ичида ажралиб чикувчи электронларнинг сон (n)и ҳам ошади. $I_n \sim n$ га пропорционал бўлганлиги туфайли I_n -тўйиниш токининг ёруғлик оқими Φ -га пропорционал эканлиги ҳам ўз-ўзидан келиб чиқади. $I \sim \Phi$

Ёруғлик квантлари таъсири остида моддалардан ажралиб чиққан электронларнинг кейинги ҳолатига кўра, фотоэффект ҳар хил турларга бўлинади.

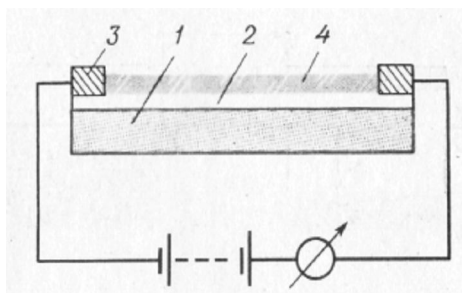
1.Ташки фотоэффект. Ёруғлик таъсирида ажралиб чиққан электронлар анод занжирида ток ҳосил қилади. Бу ҳодиса асосидаги қонуниятларни кўриб ўтдик.

2.Ички фотоэффект. Ёруғлик таъсири остида ажралиб чиққан электронлар модда ичида қолиб, уни электр ўтказувчанлигини ўзгартиради, диэлектрикларда электр хусусиятлари ўзгарган панжара тугунларини ҳосил қилади, натижада кристалл спектрнинг узун тўлқинлар соҳасидаги нурларни кўпроқ ютиб ёки сочиб рангини ўзгартиради.

Беркитувчи қатламли фотоэффект. Бундай фотоэффект р-п тип яримўтказгичлар ёки яримўтказгич-металл контактларида кузатилади. Ёруғлик таъсирида вужудга келган ортикча зарядлар (р-тип яримўтказгич соҳасида мусбат зарядга эквивалент тешиқлар, п-тип яримўтказгич соҳасида электронлар) контакт чегарасида тупланиб, доимий потенциал тушувини ҳосил қиладики, у фотоэлектр юритувчи куч деб юритилади. Фотоэлектр юритувчи куч туфайли ташқи занжирда вужудга келган ток кучи кристаллга тушаётган ёруғлик оқимига пропорционал бўлиб, у фоторезисторлар, қуёш батареялари, шунингдек фотоэкспонометр сифатида ишлатилади.

1-диэлектрик тагликка юпқа яримўтказгич, 2-қатлам суртилади, 3-металл электрод орқали занжирга уланади, 4- тиниқ лак қатлам ҳимоя воситасини ўтайди.

Шундай фоторезисторлардан бири қуйида (7.4 - расм) кўрсатилган



7.4 - расм

Фотоэлементларнинг асосий характерловчи катталиклардан бири уни сезгирлиги бўлиб ҳисобланади. Бир люмен ёруғлик оқими вужудга келтирган фототок кучига сон жиҳатдан тенг катталик фотоэлементларнинг сезгирлиги деб аталади.

$$J = \frac{dI_{\phi}}{d\Phi} \quad (\text{мА/лм}) \quad (7.11)$$

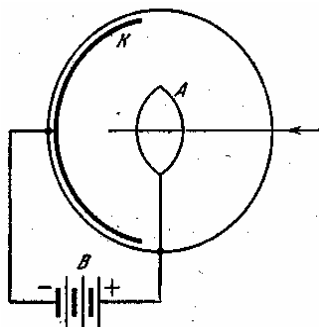
Ҳозирги замон фотоэлементларининг сезгирлиги CdSe-1200 мА/лм га тенг бўлиб, кўшимча ЭЮК дан фойдаланишга эҳтиёж қолдирмайди. Уларнинг фойдали иш коэффициенти эса (22 ÷ 25%) га етади.

7.3 § Фотоэлементларнинг ишлатилиши

Фотоэффект нафақат ёруғликнинг квант хоссаларини тасдиқловчи восита сифатида, балки қатор амалий мақсадлар учун ҳам ишлатилади.

Масалан: ёруғлик энергиясини бевосита электр энергиясига айлантириш, тасвирни ёзиб олиб, қайта кўрсатиш, коронгуликда кўриш ва ҳоказолар.

Фотоэффект ҳодисаси асосида ишлайдиган қурилмалар фотоэлементлар деб юритилади. Ташқи фотоэффект асосида ишлатиладиган фотоэлемент сферик шиша балондан иборат бўлиб катод вазифасини бажаради. (7.5 - расм)



7.5 - расм.

Анод эса металл ҳалқа шаклида сфера марказига ўрнатилади. Катоднинг материали фотоэлементларни ишлатиш мақсадига кўра ҳар хил бўлади. Масалан, кўринадиган нурлар соҳасида ишлатиладиган вакуум фотоэлементларда сурьма - цезийли катоддан фойдаланилади. (СЦВ-3, СЦВ-4, СЦВ-5).

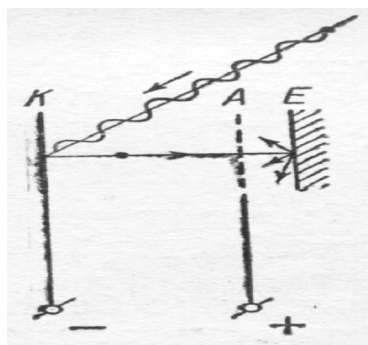
Сурьма-цезийли-фотоэлементларнинг сезгирлиги 240В кучланишда 80-100 мА/лм га етади.

Балонни паст босимда (0.01 мм сим.уст.) инерт газларига тўлдириш йўли билан анод занжиридаги ток кучини 10-100 марта ошириш мумкин. Бунда анод майдонида тезлатилган электронлар газнинг атом-молекулаларини ионлаштириб, кўшимча заряд ташувчилар ҳосил қилади, лекин бунда фотоэлемент инертлиги бироз ошади, ток кучининг ёруғлик оқимига пропорционаллик қонунидан ҳам четлашади. Бу эса уни ишлатиш соҳасини чегаралаб

кўяди. Беркитувчи қатламли фотоэлементларнинг сезгирлиги вакуумли фотоэлементларникига нисбатан 10^5 марта юқори бўлиб, улар олтингургут-таллий ((СТ)сернисто-таллиевый) олтингургут-кумушли ((СС)сернисто-серебряной) фотоэлементлардир. Куёш нури тик тушаётган 10 м^2 бўлган юзада (ФИК 10 фоиз бўлган фотоэлементлар) 1-25 кВт қувватли энергия ҳосил қилиши мумкин.

Фототокни кучайтиришнинг усулларида яна бири, иккиламчи электрон эмиссия бўлиб ҳисобланади.

Баъзи моддаларни тезлатилган электронлар билан бомбардимон қилинганда, улар иккиламчи электронлар чиқаради, ёруғлик квантлари таъсирида вужудга келган фотоэлектронлар, анод майдонида тезлатилади. Юқори энергияга эга бирламчи электронлар тур шаклидаги аноддан ўтиб, Е-эмметрни бомбардимон қилиб, иккиламчи электронлар уриб чиқаради. (7.6 - расм)



7.6 – расм

Иккиламчи электронлар сони эммитернинг материалига ва бирламчи электронлар энергиясига боғлиқ бўлиб, баъзи шарт-шароитларда эмиссия коэффиценти $1 \cdot 100$ гача етиши мумкин.

$$\sigma = n_1/n_2 \quad (7.12)$$

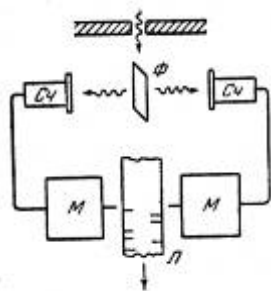
n_1, n_2 -лар бирламчи ва иккиламчи электронлар сони.

Бундай қурилмалар фотоэлектрон кучайтиргичлар деб юритилади. Замонавий фотоэлектрон кўчайтиричларда (9- погонали) ток кучи $2 \cdot 10^6$ марта ошиб, сезгирлиги эса 10А/лм гача етади.

7.4 § Фотонлар. Боти тажрибаси. Ёруғликнинг босими

Юпка металл фольга – ф иккита газ разрядли счетчик-сч орасига симметрик ҳолда ўрнатилади ва заиф рентген нурлари билан ёритилади. Натижада металл фольга рентген нурларини мустақил манбаига айланади.(бу фанда рентгенофлюорография деб юритилади) Рентгент нурлари таъсирида счётчикда ҳосил бўлган ток, махсус ёзув механизмини ишга туширади. Ёзув механизми ҳаракатланувчи Л – лентага белгилар қўяди.

(7.7 - расм)



7.7 - расм

Агар ёруғлик электромагнит тўлқин бўлганда эди, у барча йўналишларда бирдай – текис тарқалиб, ҳар иккала счётчик ҳам– синхрон ишлаб, лентага ҳам– бирдай белгилар қўйган булар эди. Бирок лентага тушган белгилар тартибсиз бўлиб, у ёруғликнинг гоҳ бир томонига, гоҳ бошқа иккинчи томонига тарқалаётган мустақил заррачалар – фотонлар эканлигини бевосита тасдиқлайди. Шундай қилиб, *ёруғлик энергияси* $E = h\nu = \hbar\omega$ (7.13)

билан аниқланадиган заррачалар – фотонлар оқимидир.

- Фотонлар барча моддаларда ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан тарқаладиган заррачалардир.
- Фотон-элементар заррачалар электрон, протон, нейтронлардан фаркли бўлиб, тинч ҳолатдаги массаси нолга тенг. $m_{0\phi} = 0$

Демак, фотонлар фақат ҳаракат ҳолатларидагина мавжуд бўладиган заррачалардир.

Нисбийлик назарияси қонунларига мувофиқ,

массаси
$$m_p = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{\hbar\omega}{c^2} \quad (7.14)$$

импульси:
$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} \quad (7.15)$$

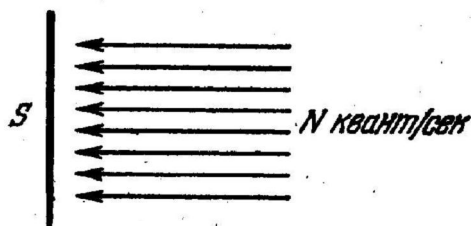
(7.15) ни $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - тўлқин сони эканлигини ҳисобга олиб, вектор кўринишда қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$P = k\hbar \quad (7.16)$$

(7.13), (7.14) ва (7.15) фотонларнинг заррачаларга хос хусусиятларини ифодалаб қолмай, балки уларнинг тўлқин хоссаларига ҳам эга эканлигини кўрсатади.

Ёруғликнинг квант хоссасидан, унинг босимга эга эканлиги ҳам келиб чиқади. Ёруғлик босими - жисмга тушаётган ёруғлик фотонларини импульс узатиши натижасидир, деб қаралади.

Фараз қилайлик, dS элементар юзага dt вақт ичида n та фотон тушаётган бўлсин: (7.8 - расм) $n = NdS\omega dt$ (5)



7.8 - расм

dS -сиртдан ρn та фотон қайтиб, ҳар бири унга $\frac{2h\nu}{c}$ импульс бериб, $(1-\rho)$ n таси ютилиб, $\frac{h\nu}{c}$ импульс узатади. Импульснинг сақланиш қонунига кўра;

$$2\frac{h\nu}{c}\rho NcdSdt + \frac{h\nu}{c}(1-\rho)NcdSdt = Fdt$$

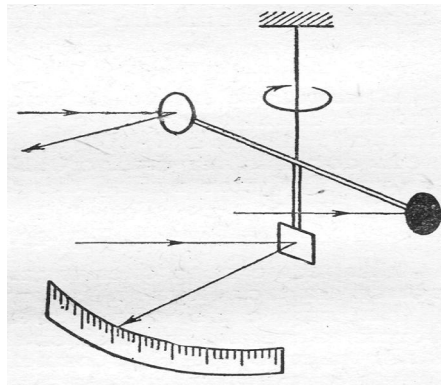
Босим кучи $F = PdS$ ни ҳисобга олиб ва натижани $dSdt$ га қисқартириб:

$$P = (1 + \rho)h\nu N = (1 + \rho)\omega \quad (7.18)$$

$\omega = Nh\nu$ - нурланиш қуввати.

Ёруғлик босимини Лебедев (1900й.) тажрибада бевосита ўлчашга мувофиқ бўлди.

Енгил айланадиган япроқ қанотларига ёруғлик тушиб, уни босим таъсири туфайли маълум бурчакка буради. (7.9- расм)



7.9 - расм

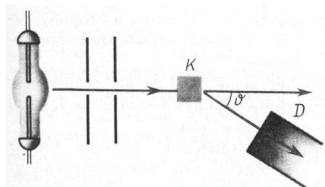
Натижада бурилиш бурчагини ўлчаб, босимни аниқлаш мумкин. Тажриба натижалари назарий маълумотларни тасдиқлаш билан бирга ёруғликнинг ялтироқ сиртга кўрсатган босими қораланган сиртга кўрсатган босимдан икки марта ортиқ эканлигини ҳам исботлайди.

Тажрибалар, куёш нурлари юзаси 1 м^2 – абсолют қора жисм сиртига тик тушганда $4 \cdot 10^{-6} \text{ Н}$ куч билан таъсир этиб, 0.13 Вт қувват ҳосил қилишини кўрсатади.

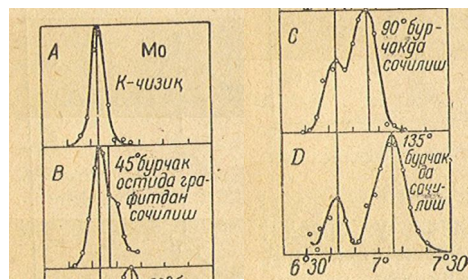
7.5. § Комптон эффекти

Ёруғликнинг квант хоссалари айниқса, юқори энергияли фотон (рентген нур)лари сочилишида янада яққол кўринади. А. Комптон (1923й) сочилган нурлар таркибида тушувчи нурлар билан бир қаторда ундан тўлқин узунлиги ортиқроқ бўлган $\lambda_C \gg \lambda_T$ нурланиш борлигини аниқлади. (7.10 - расм). Тажрибалар кўрсатишича, сочилган нурлар тўлқин узунлиги ёруғлик интенсивлиги ва сочувчи модда атом оғирлигига боғлиқ бўлмай, барча моддалар учун сочиш бурчагининг монотон функцияси бўлиб ҳисобланади.

$$\Delta\lambda = \lambda_C - \lambda_T = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (7.19)$$



а)



б)

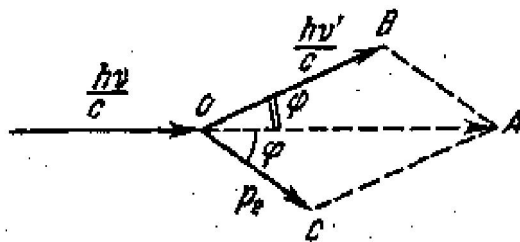
7.10 - расм

Комптон эффекти жуда оғир элементлардан сочилишда кузатилмайди, чунки, бундай атомларда электроннинг ядро билан боғланиш энергияси катта бўлганлиги туфайли, фотон билан атом тўқнашгандаги каби энергия тўла ютилади. Комптонча силжиш деярли кузатилмайди.

$$\lambda_C \approx \lambda_T$$

Комптон эффектига хос хусусиятларни фақат квант нуқтаи назарияси асосида, фотонларнинг эркин электронлар билан эластик тўқнашуви натижаси деб тушунтириш мумкин.

Фараз қилайлик, тинч ҳолатдаги электрон рентген нурларининг $h\nu$ -фотонлари билан эластик тўқнашган бўлсин.



7.11 - расм.

Эластик тўқнашув учун энергия ва импульснинг сақланиш қонунини ёзамиз:

$$h\nu_0 + m_0 c^2 = h\nu + m_e c^2 \quad (7.20)$$

$m_0 c^2$ - электроннинг тинч ҳолатдаги энергияси

$$\mathbf{P}_{\text{оф}} = \mathbf{P}_\phi + \mathbf{P}_e \quad (7.21)$$

(7.21)ни ташкил этувчиларга ажратиб:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos \varphi + m_e \vartheta \cos \psi \quad (7.22)$$

$$0 = \frac{h\nu}{c} \sin \varphi - m_e \vartheta \sin \psi \quad (7.23)$$

(7.20), (7.22), (7.23) тенгламалар системасидаги φ га қийматлар бериб, ν, ϑ, Θ - ларни аниқлаш мумкин.

Содда математик алмаштиришлардан сўнг,

$$\frac{1}{\nu} = \frac{1}{\nu_0} + \frac{h}{m_0 c} 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (7.24)$$

(7.24)ни ҳосил қиламиз. Электрон тўқнашиш вақтида фотон энергиясини қисман ютиб камайтиради.

Фотон энергияси $E = h\nu$ да, $h = \text{const.}$ демак, частота камаяди, тўлқин узунлиги эса ортади $\lambda = \frac{c}{\nu}$. (7.24) да буни ҳисобга олиб,

$$\lambda_e - \lambda_T = \frac{h}{m_0 c} 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (7.25)$$

(7.25) даги $\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c}$ - ҳад Комптон тўлқин узунлиги деб юритилади.

Тажриба натижалари $\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} \approx 0.0242 \text{ \AA}$ назарий маълумотлар билан мос тушиб,

ёруғлиқнинг квант хусусиятларига эга эканлигини тасдиқлайди.

Ёруғлиқнинг тўлқин табиатга эга эканлигини жуда кўп тажрибалар асосида текшириб тасдиқланган.

Тўлқинлар асосан куйидаги хоссалар билан ҳарактерланади.

- Тўлқин - бу товушнинг ҳавода, электр тебранишлари-нинг суюқликларда тарқалиши каби, тебранишларни моддий муҳитда тарқалишидан иборат жараёнدير;
- Тўлқинлар узлуксиздир, яъни тўлқинни λ - қадар ўлчамда тасаввур қилиб бўлмайди;
- Тўлқин бўлиниш хусусиятига эга ва бу бўлиниш ҳеч бир нарса билан чегаранланмаган;

Масалан, нур йўлига бир нечта ярим шаффоф тусиклар қўйиб қайтган ва ўтган нурлар ҳосил қилиш мумкин. Ёруғлиқ дифракцион панжарадан ўтганда нурлар бир нечта йўналишларда тарқалиб, мустақил максимумлар ҳосил қилади.

Ёруғлик билан боғлиқ ҳодисаларни тушунтиришда (фотоэффект, абсолют қора жисм нурланиш қонунлари, Комптон эффекти ва ҳоказо) баъзан унинг квант хоссаларига ҳам таянамиз.

1. Квант модданинг заррача каби энг кичик бўлаги бўлиб, у объектив реалликдир;
2. Квантлар фазода энергияси $E=h\nu$, импульси $\vec{P} = \hbar \vec{k}$ моддий нуқтанинг координаталари каби бир қийматли аниқланади;
3. Квантлар структуравий тузилишига эга бўлмаган яъни субзаррачалардан ташкил топмаган яхлит бир бутунликдир.

Булар ҳисобга олиниб, ёруғлик икки қарама-қарши хусусият (корпускуляр-тўлқин)ларни диалектик бирлигидир деб таърифланади. Ёруғлик материянинг ўзига хос яшаш формасидир.

Тўлқинлар оптикиси бўлимига оид тест саволлари

1. Электромагнит тўлқин деб нимага айтилади?
 - а) Электр тебраниши векторини ўзаро перпендикуляр текисликда тарқалишига;
 - б) Электр тебраниш векторини ихтиёрий текисликда тарқалишига;
 - с) Электр ва магнит вектори тебранишини ўзаро перпендикуляр текисликда тарқалишига;
 - д) магнит тебраниш векторини тебраниш текислигида тарқалишига;
 - е) жавоблар ичида тўғриси йўқ.
2. Тўлқин сонининг тўғри ифодасини кўрсатинг.
 - а) $k = \frac{hc}{\lambda}$;
 - б) $k = \frac{p}{nT}$;
 - с) $k = \frac{2\pi}{\lambda}$;
 - д) $k = \frac{h\nu}{c}$;
 - е) $k = \frac{q}{m}\pi$;
3. Моддаларнинг оптикавий ва электромагнит хоссаларини умумлаштирувчи ифодани кўрсатинг.
 - а) $n = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$;
 - б) $n = \frac{c}{v}$;
 - с) $n = \frac{c\mu_0}{\epsilon}$;
 - д) $n = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$;
 - е) $n = \sqrt{\epsilon\mu}$;
4. Ёруғлик тўлқин узунлигининг тўғри ифодасини кўрсатинг.
 - а) $\lambda = \frac{h}{m\vartheta}$;
 - б) $\lambda = \frac{h}{m_0c}$;
 - с) $\lambda = \frac{c}{\nu}$;
 - д) $\lambda = \frac{b}{T}$;
 - е) $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$;
5. Келтирилган тенгламалардан қайси бири гармоник тебранма ҳаракат тенгламаси?
 - а) $y = A\cos(\omega t + \varphi_0)$;
 - б) $x = A\lg(\omega t + \varphi_0)$;
 - с) $y = A\cos(\omega t - kx + \varphi_0)$;
 - д) $y = A\lg(\omega t - kr + \varphi_0)$;
 - е) $y = A\lg(\varphi_1 - \varphi_2)$;
6. Келтирилган тенгламалардан қайси бири тўлқин тенгламасини ифодалайди?
 - а) $y = A\cos(\omega t + \varphi_0)$;
 - б) $x = A\lg(\omega t + \varphi_0)$;
 - с) $y = A\cos(\omega t - kx + \varphi_0)$;
 - д) $y = A\lg(\omega t - kr + \varphi_0)$;
 - е) $y = A\lg(\varphi_1 - \varphi_2)$;
7. Когерент тўлқин деб нимага айтилади?
 - а) Бир хил тўлқин узунликка ва доимий фаза фарқига эга бўлса;
 - б) бир хил амплитудага ва турлича фазага эга бўлса;
 - с) бир хил частота ва амплитудага эга бўлса;
 - д) бир хил частотага ва бир хил тўлқин узунлигига;
 - е) бир хил фазалар фарқига ва бир хил частотага эга бўлса;
8. Қачон $A^2 = \sum_{i=1}^n A_i^2 + 2 \sum_{i < k}^n \sum_k^n A_i A_k \cos(\varphi_i - \varphi_k)$ тенгламадан қуйидагини олиш мумкин

$$A^2 = \sum_i^n A_i^2$$
 - а) Интерференция кузатилганда ;
 - б) интерференция кузатилмаганда;
 - с) $\varphi_i = \varphi_k$;
 - д) $\varphi_i - \varphi_k$;
 - е) $\varphi_i - \varphi_k = \frac{\pi}{2}$;

9. Фазалар фарқи билан оптик йўллар фарқи орасидаги боғланишнинг тўғри ифодасини кўрсатинг.

- а) $\delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$; в) $\delta = e\Delta\varphi$; с) $\delta = 2\pi \frac{h\nu}{c}$;
д) $\delta = \frac{\sigma\Delta}{\lambda}$; е) $\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$;

10. Интерференциянинг максимум шarti ифодасини кўрсатинг ($k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$)

- а) $\Delta = kx \frac{d}{l}$; в) $\Delta = 2k \frac{\lambda}{2}$; с) $\Delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$;
д) $x_k = k \frac{\lambda}{d}$; е) $\Delta x = x_{k+1} - x_k$;

11. $2d \sin\theta = \pm k\lambda$ бу ерда $k=1, 2, 3, \dots$ Вульф-Брэгг формуласи қандай мақсадда ишлатилади?

- а) спектр ва структура таҳлил;
в) рентген нурланишларининг тўлқин узунликларини аниқлашда; с) кристаллардаги атомлар орасидаги масофани аниқлашда; д) фақат рентгеноспектр таҳлил қилишда;
е) жавоблар ичида тўғриси йўқ.

12. Дифракцион панжара доимийси $d=2\text{мкм}$ бўлса, Na нинг сарик спектри учун ($\lambda=5890 \text{ \AA}$) спектрнинг энг катта тартибини топинг.

- а) 2 в) 3 с) 4 д) 5 е) 6

13. Юнг тажрибасида ораларидаги масофа $d=1 \text{ мм}$ бўлган тешиклар $\lambda=6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ бўлган монохроматик нур билан ёритилган. Агар экрангача бўлган масофа 3 м бўлса, биринчи ёруғ йўл кенглигини ҳисобланг.

- а) 2 мм в) 1,8 мм с) 1,8 см д) 1,8 м е) 2 м

14. Ёруғлик нурлари қўшилганда ... ҳодисасига ёруғлик интерференцияси дейилади.

- а) сусайишига;
в) кучайишига;
с) сусайиш ёки кучайишга;
д) доимийлик;
е) рангларга ажралишига.

15. Гюйгенц-Френель принципини тўғрилигини қайси ҳодиса тасдиқлайди?

- а) дифракция в) голография с) дисперсия
д) интерференция е) қутбланиш

16. Тўлқин фронтини радиуси $r_1, r_2, \dots, r_k$ сферик сиртлар билан кесишганда ҳосил бўлган сегмент сиртларга Френель зоналари дейилади бу зоналар бир – биридан қанчага фарқ қилади?

- а) λ в) $\frac{\lambda}{2}$; с) $\frac{\lambda}{4}$; д) $\frac{\lambda}{3}$;
е) 2λ ;

17. Қайси бир жумла дифракция ҳодисасига мос эмас?

- а) ёруғликни геометрик соя соҳасига бурилиши;
в) ёруғликни тўғри чизик бўйича тарқалиш қонунидан четланиши;
с) геометрик оптика қонунларини тузилиши;

- д) тусикларни айланиб ўтиш ҳодисаси;
 е) ёруғликни кучайиш ёки сусайиши.

18. Якка тирқиш дифракциясида минимум шартини кўрсатинг.

- А) $a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$ б) $a \sin \varphi = 2k \frac{\Delta}{2}$ в) $a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$;
 д) $a \cos \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$ е) $a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2r}$;

19. Дифракцион панжара учун дифракциянинг максимум шартини кўрсатинг.

- А) $a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$ б) $a \sin \varphi = 2k \frac{\Delta}{2}$ в) $a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$;
 д) $a \cos \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$ е) $a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2r}$;

20. Вульф – Брегг формуласининг тўғри ифодасини кўрсатинг.

- А) $2d \sin \theta = \pm k \lambda$ в) $2d \sin \theta = \pm \frac{hc}{2\pi}$ в) $2d \sin \theta = \pm (2k + 1) \lambda / 2$ д)
 $2d \sin \theta = \pm k \frac{d}{e} L$ е) $2d \sin \theta = \pm 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$;

21. Ёруғликни қутбланишини қандай тушунаси?

- а) электр ва магнит тўлқинлар ихтиёрий текисликда тебранади;
 в) электр векторлари фақат бир текисликда тебранади;
 с) магнит векторлари ихтиёрий текисликда тебранади;
 д) электр ва магнит (векторлари) тўлқинлари йўналиши ўқи бўйича тенг тақсимланмаган;
 е) жавоблар ичида тўғриси йўқ.

22. Оптик актив моддадан ёруғлик нурунинг биттаси ўтганда нурларнинг фазалар фарқи қандай бўлади?

- а) $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{l_1 + l_2}{\lambda}$; в) $\Delta \varphi = 2\pi \frac{l_2 - l_1}{\lambda}$;
 с) $\Delta \varphi = 2\pi \frac{\lambda}{n}$; д) $\Delta \varphi = 2\pi \frac{l_1 + nl}{\lambda}$; е) $\Delta \varphi = 2\pi \frac{l(1 + n)}{\lambda}$;

23. Одатдаги бўлмаган нур деб нимага айтилади?

- а) одатдаги нурга нисбатан синдириш кўрсаткичи катта бўлган нурга айтилади;
 в) одатдаги нурга нисбатан кам синадиган нурга айтилади;
 с) оптик ўқ йўналишида йўналтирилганда синадиган нурга айтилади;
 д) одатдаги нурга нисбатан тезроқ тарқаладиган нурга айтилади;
 е) бош оптик ўққа бурчак остида туширилганда одатдаги нурга нисбатан кучлироқ синадиган нурга айтилади.

24. Малюс қонунининг тўғри ифодасини кўрсатинг.

- а) $I_0 = I \sin^2 \alpha$; в) $I = I_0 \cos 2\alpha$; с) $\tan \alpha = n$;
 д) $I = I_0 \tan 2\alpha$; е) жавоблар ичида тўғриси йўқ.

25. Брюстер қонунининг тўғри ифодасини кўрсатинг.

- а) $I_0 = I \cos^2 \alpha$; в) $\tan \alpha = n$; с) $I_0 = I \tan^2 \alpha$;
 д) $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$; е) жавоблар ичида тўғриси йўқ.

26. Қутбланиш текислигининг буралиш бурчаги ифодасини кўрсатинг.

- а) $\psi = \psi_0 l$; в) $\psi = \beta c l$; с) $\psi = c l$; д) $\psi = \psi_0 c l$; е) $\psi = \alpha n l$

27. Керр эффект нима мақсадда ишлатилади?

- а) магнит майдон ёрдамида оптик анизотропияни олиш учун;
в) ёруғликни қаттиқ жисмлардан ўтказиш учун;
с) ёруғликни газ ҳолатидаги моддалардан ўтказиш учун;
д) магнит майдонида қутбланиш текислигини айланиши учун;
е) электр майдон ёрдамида оптик анизотропияни олиш учун.

28. Ёруғликни модда билан таъсир механизмини қандай тушунасиш?

- а) атомлар билан таъсирини;
в) ионлар билан таъсирини;
с) фақат валент электронлар билан таъсирини;
д) атомдаги электронлар билан таъсирини;
е) жавоблар ичида тўғриси йўқ.

29. Қуйидагилардан қайси бирининг нурланиши чизиқли спектрни беради?

- а) молекулалар в) модда с) атом д) ион е) қуёш

30. Спектрда нурланишнинг жойлашиш тартибини аниқланг.

- | | | | | | |
|------|------|------|------|------|----------------|
| а) қ | в) қ | с) қ | д) қ | е) ф | Изох; қ-қизил, |
| ж | о | ж | ж | с | о-заргалдок, |
| о | ж | з | з | ф | ф-бинафша |
| с | з | ф | г | о | с- кўк, |
| з | г | с | к | з | з-яшил, |
| г | с | о | о | к | ж-сарик, |
| ф | ф | г | ж | ж | г-хаворанг |

31. Ёруғликнинг Релейча сочилиши қандай ҳолда кузатилади?

- а) $r \gg \lambda$; в) $r = \lambda$; с) $r \ll \lambda$;
д) $r > \lambda$; е) $r < \lambda$;

32. Бугерт-Ламберт қонунининг тўғри ифодасини топинг.

- а) $N_0 = N e^{-kx}$; в) $\Phi = \Phi_0 e^{-kx}$; с) $\frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{kx}$;

- д) $\frac{N_0}{N} = e^{-kx}$; е) $\frac{\Phi_0}{\Phi} = e^{kx}$;

33. Қуйидаги ифодалардан қайси бири нурлар моддалардан ўтганда ютилиш қонуни ифодалайди?

- а) $I(x) = I_0 e^{\mu k}$; в) $I(x) = I_0 e^{-\mu k}$; с) $I = I_0 \cos^2 \alpha$;
д) $I = I_0 e^{-kx}$; е) $I = I_0 e^{-\alpha k}$;

34. Планк формуласининг тўғри ифодасини кўрсатинг.

- а) $E_{\lambda_1 T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}}$; в) $E_{\lambda_1 T} = \frac{2\pi c R T}{\lambda^4}$; с) $E_{\lambda_1 T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \left(e^{\frac{hc}{k T \lambda}} - 1 \right)^{-1}$;

- д) $E_{\lambda_1 T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{\frac{\beta}{\lambda T}}$; е) $E_{\lambda T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}$;

35. Кирхгоф қонуни учун тўғри ифодани топинг.

- а) $\frac{r_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda_1 T}} = E_{\lambda_1 T}$; в) $\frac{\alpha_{\lambda_1 T}}{r_{\lambda_1 T}} = E_{\lambda_1 T}$; с) $\frac{\alpha_{\lambda_1 T}}{E_{\lambda_1 T}} = r_{\lambda_1 T}$;
 д) $r_{\lambda_1 T} = \sigma T$; е) $\lambda_m = \frac{b}{T}$;

36. Вин қонунининг тўғри ифодасини кўрсатинг.

- а) $r_{\lambda_1 T} = A \sigma T^2$; в) $r_{\lambda_1 T} = A \sigma T^3$; с) $r_{\lambda_1 T} = \sigma T^4$;
 д) $b = \lambda_m T$; е) $b = \lambda_m T^4$;

37. Абсолют қора жисм учун Стефан-Больцман қонунининг тўғри ифодасини топинг.

- а) $r_{\lambda_1 T} = A \sigma T^2$; в) $r_{\lambda_1 T} = A \sigma T^3$; с) $r_{\lambda_1 T} = \sigma T^4$;
 д) $b = \lambda_m T$; е) $b = \lambda_m T^4$;

38. Абсолют қора жисм температураси 1000^0 К, юзаси 250 см^2 бўлса, шу жисм нурланишининг қуввати аниқлансин.

- а) 1,42 Вт; в) 1,42 кВт; с) 2,5 кВт; д) 2,50 Вт; е) 3 кВт;

39. Фотоэффект ҳодисаси деб нимага айтилади?

- а) аноддан гамма нурлари таъсирида электрон ажратиб чиқиши;
 в) катоддан β - нурлар таъсирида электронлар уриб чиқариш;
 с) катоддан фотонлар таъсирида электронлар уриб чиқариш;
 д) ёруғлик таъсирида анод сиртидан электрон уриб чиқариш;
 е) жавоблар ичида тўғриси йўқ.

40. Столетов фотоэффект қонунларини қуйидагича таърифлайди:

- а) ёруғлик таъсирида модда фақат манфий зарядлар йўқотади;
 в) бу ҳодиса фақат ультрабинафша нурлар таъсирида содир бўлади;
 с) фотоэффект тушаётган нурлар интенсивлигига пропорционалдир
 д) фотоэффект инерцияга эга эмас
 е) фотоэффект ёруғлик интенсивлигига эмас, балки унинг частотасига пропорционалдир
 а) а ва с; в) а ва в; с) с ва д; д) а ва д; е) в ва с;

41. Эйнштейн тенгламасидаги қайси хадни қуйидаги eU_3 ифода билан алмаштириш мумкин

ва у нимани билдиради? $\left(h\nu = e\phi + \frac{m g_{\max}^2}{2} \right)$:

- а) $h\nu$ фотоннинг фотоэлектрон тезлиги;
 в) $e\phi$ - потенциал;
 с) $\frac{m g_{\max}^2}{2}$ - тўхтатувчи потенциал;
 д) $\frac{m g_{\max}^2}{2}$ - фотоэлектрон энергия;
 е) $h\nu$ - тўхтатувчи потенциал энергия.

42. Ёруғлик босимининг тўғри ифодасини кўрсатинг.

- А) $P = nkT$; в) $P = \frac{I}{c}(1 + \rho)$; с) $P = \frac{mc^2}{\nu}$;
 д) $P = (1 + \rho)\varpi$; е) $P = \frac{h\nu}{c}$;

43. Фотоэффект учун Эйнштейн формуласининг тўғри ифодасини кўрсатинг.

А) $h\nu = A - \frac{m_0^2 c^2}{2}$; В) $h\nu = U + \frac{m_0^2 c^2}{2}$;

С) $h\nu = A \frac{m_0^2 c^2}{2}$;

Д) $h\nu = mc^2 \frac{m_0^2 c^2}{2}$; Е) $h\nu = p - \frac{c}{\lambda}$;

44. Фотон импульсининг тўғри ифодасини кўрсатинг.

А) $P = \frac{h\nu}{c}$; В) $P = \frac{hc}{\nu}$; С) $P = \frac{h}{m_0 c}$;

Д) $P = \frac{\lambda}{h}$; Е) $P = mc$;

45. Литийнинг қизил чизиқ чегарасида фотоэффект учун ёруғлик тўлқин узунлиги топилсин. ($A=2,4$ эВ)

а) $5,17 \cdot 10^{-7}$ м; в) $4,17 \cdot 10^{-7}$ м; е) $6 \cdot 10^{-7}$ м;
д) $5,5 \cdot 10^{-7}$ мм; е) $6 \cdot 10^{-7}$ мм;

46. Калий ёруғлик нури билан ($\lambda=330$ нм) ёритилганда электронлар уриб чиқаришдаги тўхтатувчи потенциаллар фарқи топилсин. Калий учун электроннинг чиқиш иши. $A=2$ эВ.

А) $U=1,75$ В; в) $U \approx 2$ В; с) $U \approx 5$ В; д) $U \approx 3$ В; е) $U \approx 4$ В;

47. Қизил ёруғлик нурларининг фотони массасини ҳисобланг?

А) $2 \cdot 10^{-36}$ кг; в) $9 \cdot 10^{-16}$ кг; с) $3,2 \cdot 10^{-31}$ кг;
д) $3,2 \cdot 10^{-31}$ кг; е) $3,2 \cdot 10^{-36}$ кг

48. Агар тўлқин узунлиги $\lambda=0,016$ А° бўлса, фотон энергиясини ҳисобланг.

А) 10^{-13} Дж; в) $1,15 \cdot 10^{-16}$ Дж с) $6 \cdot 10^{-7}$ Дж
д) $1,15 \cdot 10^{-10}$ Дж е) $1,15 \cdot 10^{-13}$ Дж

49. Комптон эффекти нимага боғлиқ?

- А) бирламчи нурланишнинг тўлқин узунлигига;
в) сочувчи модданинг табиатига;
с) сочилиш бурчагига;
д) Комптон тўлқин узунлигига;
е) жавоблар ичида тўғриси йўқ.

50. Комптон тўлқин узунлигининг тўғри ифодасини кўрсатинг.

А) $\lambda = \frac{h}{m_0 \nu}$; в) $\lambda = \frac{h}{m_0 c}$; с) $\lambda = \frac{c}{\nu}$; д) $\lambda = \frac{b}{T}$

е) $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$;

Тўлқинлар оптикasi бўлимидан якуний назорат учун саволлар ва таянч иборалар намуналари

1. . Электромагнит тўлқинларни ҳарактерловчи катталиклар

Электромагнит тўлқин, тўлқин узунлиги, тўлқин сони, электромагнит тўлқин тарқалиш тезлиги, частота, амплитуда, фаза, тўлқин фронти, сферик тўлқин, ясси тўлқин.

2. Ёруғлик. Ёруғлик тўлқинларининг тенгламаси

Ёруғлик тўлқинлар тенгламаси, нур, интенсивлик, электромагнит тўлқинлар шкаласи, радиотўлқинлар, инфрақизил кўринадиган, ультрабинафша нурлар, рентген ва радиоактив нурлар.

3. Интерференция. Интерференцияни ҳисоблаш ва кузатиш усуллари

Ёруғлик интерференцияси. Суперпозиция принципи, когерент нурлар, фазалар фарқи, оптик йул, оптик йуллар фарқи, максимум ва минимум шартлари.

4. Интерференцияни кузатиш методлари

Юнг методи, Ньютон ҳалқалари методи, тенг оғишган нурлар интерференцияси, оптик йул фарқи, $\max$, $\min$ шартлари.

5. Ёруғлик дифракцияси, дифракцияни ҳисоблаш, кузатилиши

Гюгенц принципи, Френель зоналари, амплитудани ҳисоблаш, $\max$, $\min$ шартлари, думалок тешик, думалок диск дифракцияси.

6. Фраунгофер дифракциясининг кузатилиши ва ишлатилиши

Якка тирқиш дифракцияси, дифракцион панжара, панжара доимийси ажрата олиш қобиляти, релейча шарт, панжара турлари.

7. Фазовий панжаралар

Фазовий панжаралар, рентген нурлари дифракцияси, Вульф-Брег формуласи, рентгеноструктура ва рентгеноспектрал таҳлил.

8. Ёруғлик дисперцияси

Ёруғлик дисперцияси, нормал ва аномал дисперсия, спектр, спектр турлари, ютилиш спектри, чизикли, йул-йул, ялпи спектр(туташ спектр)

9. Ёруғликнинг ютилиш қонунлари

Бугер-Ламберт қонуни, ютилиш механизми, ютилиш коэффициенти, оптик тезлик.

10. Ёруғликнинг хира моддалардан ўтиши

Ёруғликни сочилиши, хира моддалар, геометрик сочилиш, диффузион сочилиш, Релейча сочилиш, осмон гумбазининг ранги.

11. Ёруғликнинг анизотроп моддалардан ўтиши

Анизотроп модда, қутбланиш, қутбланган нур, қутбланиш текислиги, қутбланган нур интенсивлиги, дихроизм ҳодисаси, оддий ва ғайриоддий нурлар, поляриметрлар.

12. Сунъий анизотропия

Механик анизотропия, электр ва магнитик анизотропия, оптик актив моддалар, қутбланиш текислигининг айланиши, сахарометр.

13. Иссиқлик нурланиш қонунлари. Нурланиш турлари

Люминесценция, кимёвий люминесценция, фотолюминесценция, электролюминесценция, иссиқлик нурланиши, термодинамик мувозанат, температурали нурланиш.

14. Абсолют қора жисм нурланишини ҳарактерловчи катталиклар

Абсолют қора жисм, интеграл энергетик ёрқинлик, монохроматик ёрқинлик, нур чиқариш қобиляти, нур ютиш қобиляти, Кирхгоф ва Вин қонунлари, оптик пирометрия.

15. Ёруғликнинг квант назарияси асослари

Ультрабинафшавий ҳалокат. Релей-Джинс қонуни. Планк гипотезаси. Квант энергияси, частотаси, импульси.

16. Фотоэффект қонунлари

Фотоэффект. Фотоэффект қонунлари. Фотоэлектроннинг тезлиги. Вольт – ампер характеристикаси. Фотоэффект-нинг қизил чегараси. Чиқиш иши. Энергиянинг сақланиш қонуни.

17. Фотоэлементлар

Фотоэлемент турлари, ташқи, ички ва иккиламчи электронэмиссия, фотокучайтиргичлар, фотоэлементлар, ишлатилиши.

18. Ёруғликнинг квант хоссаларини тасдиқловчи тажрибалар

Лебедев тажрибаси ва хулосалари. Комптон эффекти, энергия ва импульсни сақланиш қонунлари.

III Бўлим

АТОМ ФИЗИКАСИ

VIII Боб

АТОМ ТУЗИЛИШИНИНГ ЯДРО МОДЕЛИ

IX Боб

ЗАРРАЧАЛАРНИНГ КВАНТОМЕХАНИК ХОССАЛАРИ

X Боб

АТОМ ВА МОЛЕКУЛАЛАР ТУЗИЛИШИНИНГ ҲОЗИРГИ ЗАМОН ТАСАВВУРЛАРИ

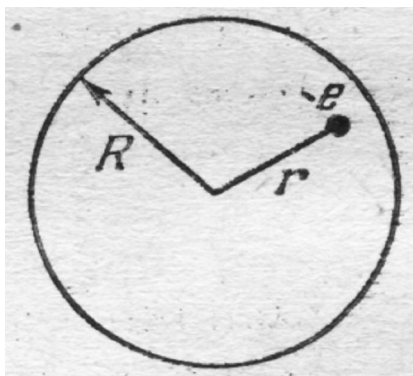
VIII Боб. АТОМ ТУЗИЛИШИНИНГ ЯДРО МОДЕЛИ

8.1§ Атом тузилишининг моделлари

Атом юнонча-atomos бўлинмас маъносини англатади. Атом кимёвий элементларнинг барча хусусиятларини мужассамлаштирган энг кичик заррачадир.

Фан XXI-асрнинг иккинчи ярмига келиб, атомнинг мураккаб структуравий тузилиши ҳақидаги маълумотларга эга бўлди. Менделеев (1869 й.) элементлар даврий системасини кашф этиб, моддалар кимёвий хоссаларини ягона атом модели нуктаи назарияси асосида тушунтиришга асос солди. Электрон кашф этилиб, у атом-молекулаларнинг асосий таркибий қисми эканлиги аниқланди.

1.Томпсон модели. Томпсон (1903 й.) атомни мусбат зарядлар ҳажмида текис тақсимланган, манфий зарядлари эса квазиэластик куч билан боғланган нейтрал моддий шарчалардир деб таърифлайди. (8.1 - расм).



8.1 - расм

Шар марказидан $r \leq R$ масофада турган электронга таъсир этувчи куч: $F = (-e)E$ (8.1)

E – электр майдон кучланганлиги бўлиб, заряди текис тақсимланган шар учун: $E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^3} r$ (8.2)

$q = Ze$ шарнинг заряди.

R - радиус.

Мувозанат вазиятидан чиқарилган электрон частотага эга тебранишларни вужудга келтиради.

$$\omega = \sqrt{\frac{E}{m}} = \sqrt{\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m R^3}} r \quad (8.3)$$

(8.3) га асосан атомнинг ўлчамини баҳолаш мумкин

$$R = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m \omega^2} \right)^{1/3} \approx 10^{-8} \text{ см} \quad (8.4)$$

$\omega = 2\pi\nu$; $\nu = c/\lambda$ ни эътиборга олиб, кўринадиган нурлар ($\lambda = 6000\text{Å}$) соҳаси учун олинган натижалар молекуляр кинетик назария маълумотлари билан мос тушади.

Томсон модели сунъий ҳарактерга эга бўлиб, баъзи камчиликлардан холи эмас

Бу моделда мусбат ва манфий зарядларнинг табиатига ҳар хил қарашлар мавжуд:

1. Манфий зарядлар алоҳида заррачалар атрибути деб ҳисобланса, мусбат зарядлар бирдай зичлик билан тақсимланган модда тарзида тасвирланади;
2. Атомнинг Томсон таклиф этган системаси ёрдамида, нафақат чизикли спектрни, балки унинг бирорта чизиғини ҳам ҳосил қилиб бўлмайди;
3. Бу назариядан фойдаланиб, элементлар хоссаларининг даврий қонунларини тушунтириб бўлмайди. Бошқача айтганда атом тузилиши ҳақидаги масала яна очик қолади.

2. Альфа заррачаларнинг сочилиши. Атомнинг ядро модели. Альфа заррачалар радиоактив моддалар нурланишининг таркибий қисмларидан бири. Альфа заррачаларнинг магнит майдонида оғишини ўрганиб, уни ҳарактерловчи катталиклар аниқланган:

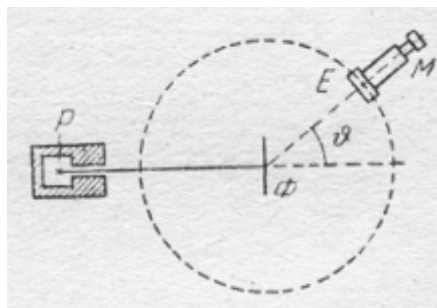
* $m_\alpha = 4 \text{ м.а.б.}$ ёки $m_\alpha = 7300m_n$ $m_e = 6,5 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$

α - заррачанинг заряди мусбат бўлиб, электроннинг зарядидан икки марта ортиқ, тезлиги $v_\alpha = 0,1c$, юқори энергияга эга (10^6 - 10^7 эВ).

$q_\alpha = +2e$ ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ кл.}$).

*Массанинг атом бирлиги (қисқача м.а.б.) $1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ га тенг

Резерфорд α – заррачаларни металл фольгадан (қалинлиги $0,0001 \text{ см}$) $\varphi = 180^\circ$ га яқин бурчак остида сочилишини кузатди. У атомда қандайдир сочувчи марказлар бор деган тасаввурга асосланиб, α – заррачаларнинг сочилиши асосан Кулон итариш кучлари таъсирида содир бўлади, сочилиш нишон масофаси b -га боғлиқ бўлиб, нишон масофаси қанча кичик бўлса, сочилиш бурчаги шунча катта бўлади деган хулосага келди. (8.2- расм)



8.2 - расм

Сочувчи марказ ўлчамини марказий тўқнашув шarti ($b=0, \varphi = 180^\circ$) дан ва энергиянинг сақланиш қонунлари асосида аниқлаш мумкин:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_{m=n}} \quad (8.5)$$

олтин зарварак – фольга учун ($Z=79$) $r_{\min} = 3.1 \cdot 10^{-14} \text{ м}$ га тенг.

Резерфорд (1911 й) тажриба натижаларини умумлаштириб, атомнинг ядро моделини таклиф этди.

Атом бутун массаси ва мусбат заряди марказида (10^{-14} м ўлчамдаги) жойлашган ядродан ва унинг атрофида маълум орбита бўйича ҳаракатланаётган электрондан иборат зарядлар системасидир. Орбитаги электронлар сони ядродаги мусбат зарядлар сонига тенг, шу туфайли атом нейтралдир.

Резерфорд назариясига мувофиқ, атом барқарор бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилиши лозим:

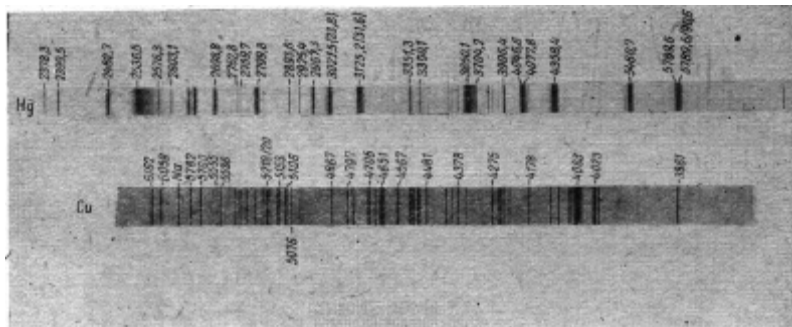
$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (8.6)$$

Бу тенглама r ва v га нисбатан икки номаълумли бўлиб, r -нинг ихтиёрий қийматларига тезликни ҳам, маълум бир қиймати (демак, энергиянинг ҳам) мос келадиган ечимларига эга. Энергиянинг бундай узлуксиз ўзгаришлари спектрнинг чизикли эмас, балки туташ бўлишлигидан дарак беради. Маълумки, атом спектри чизиклидир. Бундан ташқари электрон орбитада ($a_n = \frac{v^2}{r} = 10^{24} \text{ м/сек}^2$) тезланиш билан айланиб, классик электродинамика қонунларига кўра доиравий частотаси $\omega = 2\pi\nu = \frac{v}{r}$ ёки $\nu = \frac{v}{2\pi r}$ билан аниқланадиган энергия нурланиши лозим. Одатда, атом ўз-ўзидан ҳеч қандай нурланиш чиқармайди. Яна шуни таъкидлаш лозимки, нурланаётган электрон энергиясини йўқота бориб, ядрога қулаши мумкин. Бошқача айтганда, ядро ва унинг атрофида айланувчи электрондан иборат барқарор система мавжуд бўлолмайди. Бу номувофиқликлар атомнинг ички тузилишида янги сифат характерларини аниқлай оладиган тажрибалар ўтказиш ва унинг назариясини ишлаб чиқиш лозимлигини кўрсатади.

8.2 § Атом спектри қонунлари

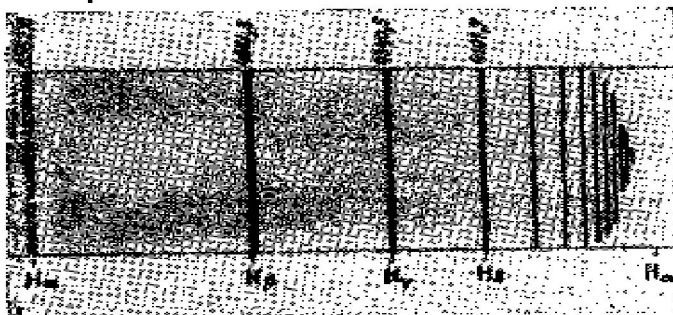
Атом спектри қонунларини ўрганиш, унинг янги сифат характерларини кашф этишнинг калити бўла олади дейиш мумкин.

Бир атомли газлар, металл бугларининг нурланиш спектри чизикли спектр бўлиб, коронғу фонда яркираган алоҳида чизиклар ситемасидан иборат бўлади. (8.3- расм).



8.3 - расм

Юзаки қараганда, тартибсиз жойлашган бу чизиклар орасида маълум қонуниятга бўйсунадиган чизиклар гуруҳи борки, улар сериялар деб юритилади. Швецариялик олим М. Бальмер (1885 й) водород атоми спектрида кўринадиган нурлар соҳасида жойлашган, ҳар бири ўзидан олдингисига нисбатан оралиғи камайиб бориш тартибида жойлашган чизиклар гуруҳини аниқлади. У Бальмер серияси деб юритилади. (8.4- расм).



8.4 - расм

Серияга кировчи спектр чизикларининг тўлқин узунлиги қуйидаги эмперик қонунга бўйсунади.

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3,4,5,\dots) \quad (8.7)$$

$R'=1,09 \cdot 10^7$ (1/м)-Ридберг доимийси деб юритилади. Частоталар шкаласида (8.7)- формула қуйидагича ёзилади

$$\nu = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.8)$$

Бу ерда $R=cR'=3,29 \cdot 10^{15}$ 1/с – ҳам Ридберг доимийдир.

n ортган сари спектрал чизиклар бир-бирига яқинлашиб бориб туташиб кетади. $n \rightarrow \infty$ бўлганда (8.7)-ифода билан аниқланган тўлқин узунлиги *сериянинг чегарасини* билдиради.

Кейинчалик водород атоми спектрида яна бир неча спектрал сериялар борлиги аниқланди. Улардан бири ультрабинафша нурлар соҳасида жойлашган Лайман сериясидир:

$$\nu = R' \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2,3,4,\dots) \quad (8.9)$$

ҳамда инфрақизил нурлар соҳасида жойлашган Пашен серияси:

$$\nu = R' \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.10)$$

Брэккет серияси:
$$\nu = R' \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (8.11)$$

Пфунд серияси:
$$\nu = R' \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (8.12)$$

Бальмер томонидан спектрал сериялар қонунларини умумлаштириб, сонлар қаторини икки хаднинг айирмаси тарзида ифодаланди ва уни спектрал терм деб аталади.

$$\nu = R' \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.13)$$

бу ерда m -ўзгармас сон бўлиб, 1,2,3,... серияни белгилайди.

$n=m+1$ дан бошлаб барча бутун сонларни қабул қилади ва серия чизикларини билдиради.

Мураккаб атомлар литий (Li), натрий (Na), калий (K) спектрининг ҳам сериялардан иборат бўлишини Ридберг кўрсатиб берди. Спектрал сериялар қонуниятлари, ундаги чизикларнинг маълум қонун асосида такрорланувчанлиги, Ридберг доимийсининг универсал ҳарактери – бу қонунларнинг чуқур фундаментал асосга эга эканлигидан дарак беради. Ана шу мазмун ва моҳиятни аниқлаш атомни чуқур ва ҳар томонлама ўрганишни талаб этади.

8.3§ Бор постулатлари

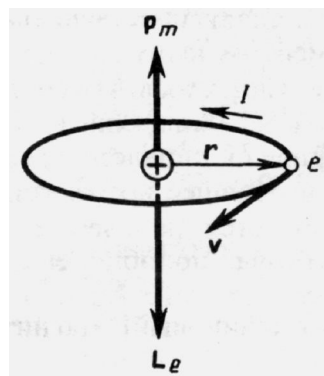
Атомнинг квант хусусиятларини ҳисобга олган назарияни яратишдаги дастлабки қадам даниялик Н.Бор (1913 й) томонидан амалга оширилди. У Резерфорд томонидан яратилган атомнинг ядро модели ва ёруғлик нурланиши ютилишининг квант хусусиятлари ва спектрал сериялар қонунларини ягона нуқтаи назардан тушунтиришга асос солди.

Бор назарияси асосида қуйидаги икки постулат ётади:

- Атомнинг энергияси - дискрет $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ қаторга эга бўлган квантлашган ҳолатларда бўла олади. Энергияси квантлашган атомнинг бундай ҳолатлари стационар ҳолат деб юритилади. Электрон ёпиқ орбита бўйича тезланиш билан ҳаракатланишига қарамасдан атом стационар ҳолатида нур чиқармайди ҳам, нур ютмайди ҳам, чунки электроннинг стационар ҳолатига тегишли доиравий орбитадаги импульс моменти ҳам квантлашган бўлади. (8.5-расм).

$$mvr = n\hbar \quad n=1,2,3,\dots \quad (8.14)$$

m -электроннинг массаси, v -тезлиги, r -орбита радиуси



8.5 – расм

- Атом бир стационар ҳолатдан иккинчи стационар ҳолатга ўтганда нур чиқариши ёки нур ютиши мумкин. Юқори энергетик ҳолатдан қўйи энергетик ҳолатга

(узоқдаги орбитадан ядрога яқин орбитага) ўтганда нур чиқаради (ютади). Чиқарган (ютган) нурланиш энергияси квантлашган бўлиб, стационар ҳолатлар энергияси фаркига тенг бўлади:

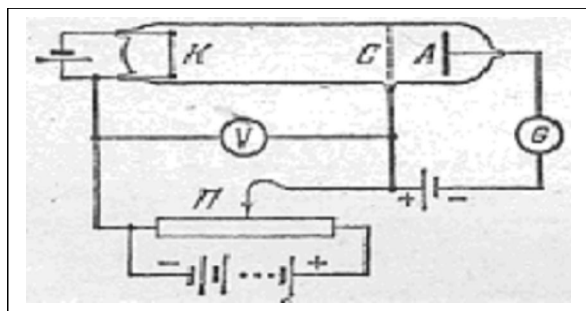
$$h\nu = E_n - E_m \quad (8.15)$$

$E_m < E_n$ бўлса, нур чиқаради, аксинча $E_m > E_n$ бўлса, нур ютади. Бу постулатлар асосида $\nu_{\min}$ – частоталар учун топилган сон қийматлар худди ўша частоталар учун тажрибаларда аниқланган сон қийматларига тўғри келади; ана шунинг учун бу гипотезанинг ўринли эканлиги тасдиқланади. Бу мос келиш фақат водород атоми учун эмас, балки водородга ўхшаш атомлар яъни ядро атрофида битта электрони бўлган ионлар учун ҳам ҳосилдир.

8.4 § Франк ва Герц тажрибаси

Маълумки, ноэластик тўқнашувларда энергия алмашишлари кузатилади. Атомда стационар ҳолатлар мавжуд бўлса, ноэластик тўқнашувлар туфайли электрон энергияси фақат дискрет қийматларгагина ўзгаради.

Франк ва Герцлар (1913-1914 й) тормозловчи майдонда электроннинг ҳаракатини ўрганиб, атомда стационар ҳолатлар мавжудлигини тажрибада исботладилар. Курилманинг асосий қисми паст босимда (0,1 мм. симоб уст.) симоб буғи билан тўлдирилган уч электродли электрон лампадан иборат. (8.6-расм)



а)

б)

8.6 – расм

Термик эмиссияланган электрон С-тур майдонида тезлатилади, энергияси етарлича бўлган электронлар симоб атоми билан тўқнашувлардан сўнг тормозловчи майдондан ўтиб, анодга тушиб, занжирда ток ҳосил қилади, тўқнашув эластик бўлганда занжирдаги ток

$$I_m = AU^{3/2} \quad (8.16)$$

кучланишга пропорционал ортади.

Агар атом стационар ҳолатларга эга бўлса, тўқнашув ноэластик бўлади ва электрон энергияси дискрет бўлиб, $(\Delta E = E_2 - E_1)$ стационар ҳолатлар энергияси фарқи қадар ўзгаради. Натижада электрон тормозловчи майдонда тутилиб, анодга тушмайди, занжирда ток кескин камаяди. Тажирибалар кўрсатишича, анод занжиридаги ток кучланишга боғлиқ бўлиб, дискрет ўзгаради. Кучланишнинг аини бир хил қийматларида (симоб учун $U=4.9$ В) ушбу ҳолатнинг такрорланиши атомда стационар ҳолатлар мавжудлигини тасдиқлайди.

Ноэластик тўқнашувларда квантлашган энергия ютган атом, асосий-нормал ҳолатга ўтганда нурланади. Борнинг иккинчи постулатага кўра, бу нурланишнинг тўлқин узунлиги

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} \quad (8.17)$$

(8.17) дан аниқланади. Симоб учун $\Delta E = 4.86$ эВ бўлиб, $\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = 0.2537$ мкм га мос келади.

Симоб атомининг энергияси 4.86 эВ бўлган электронлар билан бомбардимон қилинганда, тўлқин узунлиги $\lambda = 0.2537$ мкм ультрабинафша нурлар манбаига айланиши тажирибада аниқланган. Шундай қилиб, Бор назарияси тажирибада ўз тасдиғини топди.

8.5 § Водород ва водородсимон атомлар учун Бор назарияси

Водород атоми ва унга ўхшаш атомлар учун Ридберг доимийси ва тўлқин сонини Бор назарияси асосида ҳисоблаймиз.

Мусбат Ze - зарядли ядро ва унинг атрофида битта электрондан иборат системани кузатамиз. Бундай системага водородсимон атом дейилади. $Z=1$ бўлганда у водород, $Z=2$ да ионлашган He^+ , $Z=3$ да ионлашган Li^+ бўлиши мумкин.

Ze – ядро ва уни кулон кучлари майдонида доиравий орбита бўйича айланаётган электрондан иборат зарядлар системаси учун (8.18) ўринли бўлади.

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (8.18)$$

Бор стационар ҳолатини танлаш шартига кўра:

$$mvr = n\hbar \quad n=1,2,3,\dots \quad (8.19)$$

$$(8.18) \text{ ва } (8.19) \text{ дан } r_n = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{mZe^2} n^2 \quad (8.20)$$

Водород атоми учун $Z=1$ биринчи Бор радиуси ($n=1$)

$$r_0 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2} \approx 0.528 \cdot 10^{-10} \text{ м} \quad (8.21)$$

бўлиб, молекуляр кинетик назария натижалари билан тўла мос тушади.

Стационар ҳолат радиусини бевосита ўлчаш имконияти йўқ, шу туфайли бу назарияни текшириш учун бевосита ўлчанадиган катталик водород атомининг нурланиши ёки нурланиш энергиясидан фойдаланиш лозим.

Ядро майдонидаги электрондан иборат системанинг тўла энергияси, уларни кинетик

$E_k = \frac{mv^2}{2}$ ва потенциал $E_n = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ энергиялари йиғиндиларидан иборат бўлади.

$$E = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{mv^2}{2} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (8.22)$$

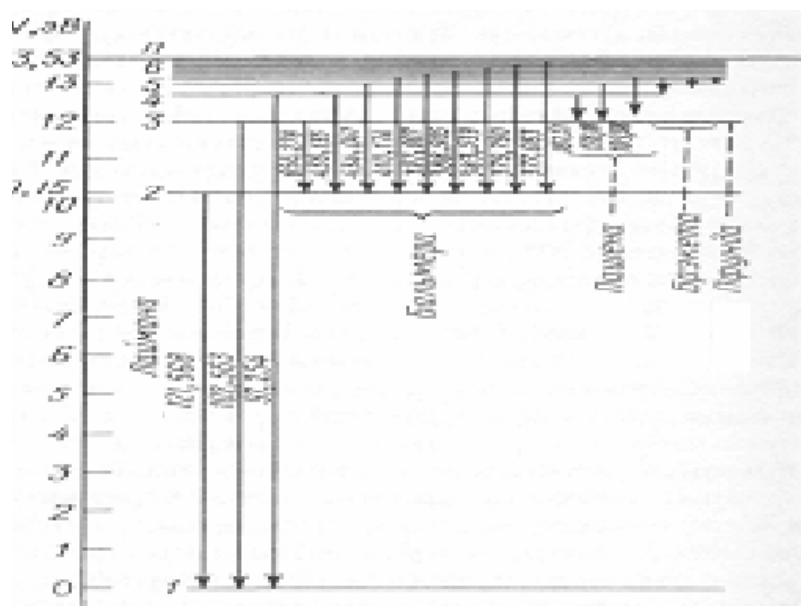
(8.18) ва (8.21) да $\frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ эканлигини ҳисобга олдик

Квантлашган орбиталар радиусини ҳисобга олиб, дискрет ҳолатлар энергиясини қўйидагича ифодалаш мумкин.

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 e^4 m}{8h^2 \epsilon_0^2} \quad n=1,2,3,\dots \quad (8.23)$$

минус ишора электрон ядро билан боғлиқ эканлигини яъни электронни ажратиб олиш учун маълум миқдорда энергия сарфлаш лозимлигини билдиради.

n -бутун сонларни қабул қилиб, бош квант сони деб юритилади. Атомнинг $n=1$ бўлган энергетик ҳолати асосий ёки нормал ҳолат, $n>1$ ҳолатлар эса қўзғалган ҳолат деб юритилади. Атом энергияси n -ортиши билан орта боради (манфий қиймат эса камаяди) ва $n = \infty$ да чегаравий қийматига эришади. (8.7- расм.)



8.7-расм

Водород атоми учун электрон энг қўйи минимал энергияли $n=1$ ҳолатда бўлганда, $E_{\min} = -$

13.55 эВ . Энергиянинг минимал қиймати билан аниқланадиган $U = \frac{E_{\min}}{e}$ кучланиш

ионлаштириш потенциали деб юритилади.

Бор постулотларига мувофиқ,

$$h\nu = E_m - E_n = -\frac{e^4 m}{8h^2 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.24)$$

нурланиш частотаси:

$$\nu = E_m - E_n = -\frac{e^4 m}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.25)$$

(8.25) ни Бальмернинг умумлашган қонуни тенгламаси билан солиштириб, Ридберг доимийси учун, $R = \frac{e^4 m}{8h^3 \varepsilon_0^2}$ (8.26) ҳосил қиламиз. Фундаментал катталикларни ўрнига қўйиб,

R-ни (8.26) га кўра ҳисоблаганда, олинган натижа тажрибада аниқланган натижаларга мос келади ($R=3,29 \cdot 10^{15}$ 1/сек)

Бор назарияси атом физикасини ривожланишига катта ҳисса қўшди. У квант механикасининг вужудга келишида муҳим босқич бўлиб ҳисобланади. Шунга қарамадан, ушбу назарияда ҳам баъзи бир зиддиятлар мавжуд:

1. Бор назарияси на классик физика ва на квант механикаси хулосалари тарзида келиб чиққан. Бошқача айтганда, бу назария квант физикаси хулосаларига асослана туриб, классик физика қонунларидан фойдаланади.
2. Бирдай шарт-шароитларда нима сабабдан электрон у ёки бу сакрашларни содир этишини тушунтирмайди.
3. Бу назарияни кўп электронли атомлар учун қўллаш нотўғри хулосаларга олиб келади.
4. Стационар ҳолатлар сабабини, электрон стационар орбитада тезланиш билан ҳаракатланишига қарамадан нурланиш ҳосил қилмаслиги каби масалалар ҳал қилинмаган.

Бу зиддиятлар ёруғлик дуализми каби классик физика ва электродинамика қонунларини атомдек объектларга тадбиқ этиб бўлмаслигини (классик физика ва электродинамика қонунларини қўлланиш чегараси мавжудлигини) кўрсатади. Бу эса атомда классик физика қонунларига бўйсунмайдиган, хали фанга номаълум хусусиятлар мавжудлигидан дарак беради.

**9.1§ Квант механикаси элементлари
(элементар зарраларнинг тўлқин хусусиятлари)**

Элементар заррачалар тўғрисидаги дастлабки тасаввурларимиз классик механика ва электродинамик кузатишлар натижасидир, бироқ атом тузилишини ўрганиш бу тасаввурларнинг етарли эмаслигидан дарак беради.

Француз олими Луи-де-Бройль (1924 й.) кўп йиллар давомида ёруғлик ходисаларни ўрганишда, унинг корпускуляр хусусиятларини эътибордан четда қолдирилгани каби, заррачаларнинг хоссаларини ўрганишда, тўлқин хусусиятларига назар қилмай, қайтадан хатога йўл қўймадикмикин? Корпускуляр-тўлқин дуализми нафақат ёруғлик фотонларигагина хос хусусият бўлмай, табиатдаги барча заррачалар (электрон, протон, нейтрон ва материянинг бошқа зарралари)га ҳам хос универсал хусусиятдир, деган ғояни илгари суради. Бу ғояга кўра, ҳар қандай микрообъектларга бир томондан тўлқинларга хос хусусият мос келса, иккинчи томондан корпускуляр хусусиятлар мос келади ва улар қўйидагича жадвалда кўрсатилган фундаментал катталиклар билан ҳарактерланади.

Корпускулалар	Тўлқинлар
Энергияси: $E = h\nu = \frac{P^2}{2m}$	Частотаси: $\nu = \frac{E}{h} = \frac{mc^2}{h}$
Импульси: $P = \frac{h\nu}{c} = k\hbar$	Тўлқин узунлиги: $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi\hbar}{P}$
Массаси: $m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{\hbar\omega}{c^2}$	Тўлқин сони: $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

Микрообъектларнинг бу икки корпускуляр-тўлқин хоссалари орасидаги миқдорий муносабатларни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (9.1)$$

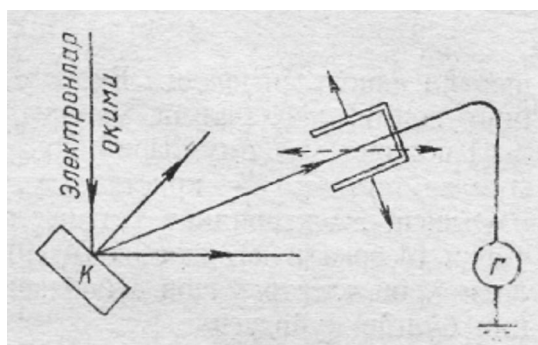
λ - де-Бройль тўлқин узунлиги деб юритилади. Тинч ҳолатда массага эга бўлган, тезлиги ёруғлик тезлигидан кичик ($\vartheta \ll c$) заррачалар учун де – Бройль тўлқин узунлиги:

$$\lambda = \frac{h}{m\vartheta} \quad (9.2)$$

Шуни алоҳида қайд қиламизки, де-Бройль гипотезаси λ_0 – бутун сон марта квантлашган электрон орбиталарига стационар бўлади деб Бор назариясини асослаб берди.

$$\left. \begin{aligned} 2\pi r &= n\lambda_0 = n \frac{\hbar}{m\vartheta} \\ m\vartheta r &= n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \end{aligned} \right\} \quad (9.3)$$

Кўп ўтмай Джермер ва Дэвиссон (1927й.) никелнинг табиий кристаллидан сочилган электронларнинг дифракциясини кузатишга мувофиқ бўлдилар. Моноэнергетик электронлар оқими структураси олдиндан яхши ўрганилган никель кристаллига тушади. (9.1 –расм) Ҳар хил бурчак остида дифракцияланган электронлар махсус сезгир гальванометр оркали қайд қилинади.



9.1 - расм

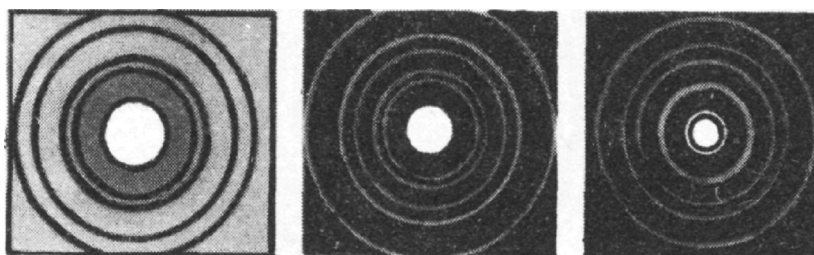
Энергияси eU -бўлган майдонда тезлатилган электронлар учун де-Бройль тўлқин узунлиги

$$\lambda_D = \frac{h}{m_0 v} = \frac{h}{m_0 \sqrt{2 \left(\frac{e}{m} \right) U}} = \frac{U}{\sqrt{2meU}} = \frac{12.25}{\sqrt{U}} \text{ \AA} \quad (9.4)$$

Потенциаллар айирмаси 54 В бўлганда де-Бройль тўлқин узунлиги λ_D , дифракцион тах шартига кўра, Вульф-Брег формуласидан олинган натижалар билан мос тушиб, де-Бройль гипотезасини ниҳоятда тўғри эканлигини тажрибада тасдиқланади.

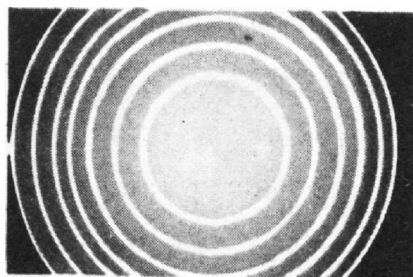
Джермер ва Дэвиссон сўнг, Тартаковский, Томсонлар электронларнинг қалинлиги 10^{-5} см бўлган ҳар хил металллардан сочилишини Дебай-Шеррер усули билан кузатдилар.

Рентген нурларининг алюминий пластинкадан (9.2а-расм), электронларнинг олтин (9.2б-расм) ва мис (9.2в-расм) пластинкалардан ўтганда дифракцион манзара тасвирланган.



9.2 - расм.

Фабрикант, Биверман ва Сушкинлар (1949й.) қурилма орқали кетма-кет ўтган электронларнинг дифракция ҳодисасини кузатдилар. Узоқ экспозиция давомида олинган дифракцион манзара бошқа йўллар билан олинган (фотон, электронлар оқими ва хоказолар орқали) дифракцион манзаралардан мутлоқ фарқ қилмайди. (9.3 – расм)



9.3 – расм.

Бу эса тўлқин хусусият ҳар бир электронга хос эканлигидан дарак беради. Штерн ва унинг сафдошлари атом-молекулалар ҳам дифракция ҳодисасини вужудга келтиришини аниқладилар. Юкоридагилардан келиб чиқиб, моддаларни ташкил этган заррачалар, қарама-

қарши (корпускуляр тўлқин) жиҳатларни умумлаштирган диалектик бирлик деган тўхтамга келамиз.

9.2 § Тўлқин функцияси. Шредингер тенгламалари

Квант механикасида турли потенциал майдонда микрозаррачалар хоссалари динамик ўзгарувчилар (кордината, импульс, энергия ва хоказолар) ни аниқлашда тўлқин функциясида фойдаланилади ва уни “Пси функция” деб аталади. Эркин заррачалар тўлқин функциясини де –Бройль ясси тўлқин кўринишда

$$\psi = \psi_0 e^{-i/\hbar(E \cdot t - rp)} = e^{-i/\hbar(E \cdot t)} \cdot \psi \quad (9.5) \quad \text{ифодаланишини кўрсатди.}$$

Бу ерда $\psi = \psi_0 e^{i/\hbar(rp)}$ - тўлқин функциясининг фақат координаталарга боғлиқ бўлган қисмидир. (9.5)ни координаталар бўйича икки марта дифференциаллаб, импульснинг квадрати учун (9.6) ни ёзамиз

$$p^2 = -\frac{\hbar^2}{\psi} \nabla^2 \psi \quad (9.6)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad \text{к - Лаплас оператори.}$$

Энергия ва импульс орасидаги муносабат

$$E = \frac{p^2}{2m} + U \quad (9.7)$$

(9.7)ни ҳисобга олиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$E - U = -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{1}{\psi} \nabla^2 \psi \quad \text{ёки} \quad \nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (9.8)$$

(9.8) – стационар ҳолат учун Шредингер тенгласи деб юритилади.

Бу ерда U ва ψ лар координата x, y, z ларнинг функцияси бўлиб ҳисобланади. (9.5) ни вақт бўйича дифференциал-ласак,

$$\frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} (E \cdot \psi(t)) \quad (9.9)$$

(9.6) ва (9.9) дан :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U \psi = i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (9.10)$$

(9.10) – Шредингер умумий тенгласи деб юритилади ва заррачаларнинг динамик ўзгарувчиларини аниқлашда қўлланилади

Шредингер тенгламалари бирор назария ёки постулатларнинг махсули бўлмай, механикадаги Ньютон тенгласи, электродинамикадаги Максвелл тенгламалари каби аналитик механика ва оптик ўхшашликларнинг таҳлили натижасидир. Унинг тўғри ёки нотўғрилиги тажриба натижаларига мос келиши билан тасдиқланади. (9.10) даги ψ функция x, y, z ва t ўзгарувчиларнинг функциясидир. (қисқа ёзиш мақсадида ψ кўринишда ёзилади). Агар махсус қайт этилмаса, ψ - фақат координата (x,y,z) ни, $\psi(t)$ эса x,y,z ва t нинг функцияси деб тушунилади.

Шредингер тенгласининг ψ функциясини нормаллаш шартларини қаноатлантирувчи ечимлари, E – параметрнинг ҳар қандай қийматларида ҳам мавжуд бўлавермайди. E – энергиянинг айрим нормаллаш шартини қаноатлантирадиган қийматлари E_1, E_2, E_3, E_n тўплам энергиясининг спектрини ташкил этади. Энергиянинг ҳар бир хусусий қийматига мос келган ψ_n ечимлари хусусий функциялар дейилади.

(9.10) дан кўринадики, Шредингер тенгламаларининг ечими потенциал майдон кўринишига бевосита боғлиқ. (биз қуйида бунга алоҳида тўхталамиз)

Агар вақтнинг бирор t_0 қийматида заррачанинг ҳолати $\psi_0(t)$ маълум бўлса, (9.10) ечиб унинг t вақтдаги заррача ҳолати $\psi(t)$ ни ҳам топиш мумкин. Бу квант механикасидаги сабабият ва оқибат принципи деб ҳисобланади

9.3. § “Пси-функциянинг” физик маъноси

Тўлқин функциясининг физикавий моҳиятини аниқлаш учун, қаралаётган ҳодисани тўлқин ҳамда квант назарияси асосида таҳлил қилиш лозим.

Фазони интерференция, дифракция максимумлари кузатиладиган соҳаларида, интенсивлик тўлқин назариясига кўра, тўлқинлар амплитудаси квадратага яъни A^2 га пропорционалдир. Квант назариясига кўра, интенсивлик фазонинг шу соҳасига тушаётган квантлар сонига пропорционалдир. Бу икки назария бир-бирига мос келиши учун М. Борн (1926 й) микрозаррачаларни бирор dV -ҳажмда аниқлаш эҳтимоли шу ҳажм элементи учун ҳисобланган «пси функция» модулининг квадратага тенг деган хулосага келди.

$$dp = [\psi]^2 dV \quad (9.11)$$

dP -микрозаррачанинг dV -ҳажмида аниқланиш эҳтимоли

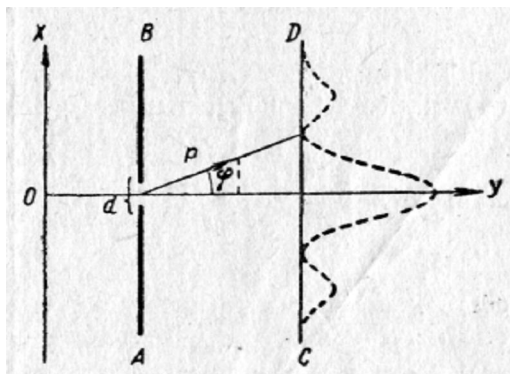
ψ -функция комплекс функция бўлгани учун унинг квадрати куйидагича ифодалаш мумкин.

Бу ерда ψ^* - ψ -га қўшма комплекс функция. $[\psi]^2 = \psi^* \cdot \psi$

У ҳолда, $dp = \psi^* \cdot \psi dV \quad (9.12)$

Микрозарралар кузатилаётган dV -ҳажм элементида аниқ бўлиши учун $\int \psi^* \cdot \psi dV = 1$ шарт бажарилиши лозим, бунда ишончли содир бўлиши мумкин бўлган ҳодисалар эҳтимоли бирга тенг.

Шундай қилиб, ψ - функция модулининг квадрати микрозаррачаларни кузатилаётган соҳада аниқлаш эҳтимоллик зичлигини билдириб, статик ҳарактерга эга (9.4 - расм)



9.4 - расм

Демак, дифракцион манзарани у (max) ёки бу (min) нуқтасига тушаётган фотонлар сони ёруғлик тўлқинларининг шу соҳадаги амплитудаси квадрати аниқлайди. Юқоридагилардан кўринадики, битта фотоннинг ҳолати ҳам статик эҳтимоллик билан аниқланади.

9.4. § Микрозаррачалар хоссалари (де-Бройль тўлқин хоссалари ноаниқлик муносабати)

Корпускуляр-тўлқин хусусиятларнинг диалектик бирлигидан иборат квант объектлар микрозаррачалар деб юритилади (фотон, электрон, протон, атом ва молекулалар

микроразрачалардир). Микрозрачалар хусусиятлари классик тасаввурдаги элементар разрачалардан тубдан фарқ қилади. Классик тасаввурдаги разрача аниқ траекторияга эгадирлар. Электронларнинг нузли трубкадаги йўли - Вильсон камерасидаги бошқа қайд қилувчи қурилмалардаги «излари» (териклар) буни яққол тасдиқлайди. Шу туфайли унинг

координатаси $\frac{dx}{dz} = \frac{1}{m} p_x$ ва импульси $\frac{dp}{dt} = F$ -ни вақтнинг ихтиёрий лаҳзасида етарли

даражада аниқ ўлчаш мумкин. Бу классик физикада сабабият ва оқибат принципини деб юритилади. Бундан ташқари, улар (разрачалар) яхлит бўлиб, бир бутунлиги билан ажралиб туради. Ҳали ҳеч ким тажрибалар асосида электрон зарядини бўлақларга бўлиб узатилишини кузатган эмас.

Квант объектлар корпускуляр-разрача хусусияти билан бирга тўлқин хусусиятларга ҳам эгадирлар. Лекин, шуни алоҳида қайд этамизки, де-Бройль тўлқинлари электромагнит характерга эга эмас. Зарядли разрача ҳаракати билан боғлиқ қандайдир электромагнит майдон ўзгаришлари вужудга келади, деган мулоҳаза юритиш мумкин, аммо тажрибалар шуни кўрсатадики, текис ҳаракатланаётган зарядли разрачалар ҳеч қандай ўзгарувчан электромагнит майдонни вужудга келтирмайди. Бошқа тўлқинлар каби де-Бройль тўлқинлари учун ҳам $\lambda = \frac{g}{v}$ муносабат ўринлидир.

ϑ_ϕ -тўлқиннинг фаза тезлиги $\vartheta_\phi = \frac{\omega}{k}$, ифоданинг сурат ва маҳражини $\hbar$ га кўпайтириб:

$$\vartheta_\phi = \frac{\hbar\omega}{k\pi} = \frac{E}{P} = \frac{c^2}{g} \quad (9.13)$$

(9.13) дан де-Бройль тўлқинларининг фазовий тезлиги ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидан катта бўлиши келиб чиқади.

Группавий тезлик эса:

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(k\pi)} = \frac{dE}{dp} \quad (9.14)$$

Эркин разрача учун энергия билан импульс орасида қуйидаги боғланишни ҳисобга олиб:

$$E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}$$

$$\text{Бундан } \frac{dE}{dp} = \frac{cp}{\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}} = \frac{c^2 p}{E} = g \quad (9.15) \quad \text{ни}$$

ҳосил қиламиз. Демак, де-Бройль тўлқинларининг группавий тезлиги разрачанинг тезлигига тенг бўлади, деган хулосага келаемиз.

Тўлқин бу бирор муҳитнинг ҳаракатидир. Ҳаракатнинг бу турини фазонинг бирор нуқтасида жойлашган ҳолда тасаввур қилиб бўлмайди. Шу туфайли тўлқинга координатаси кенг соҳада ўзгарадиган ($\Delta x \rightarrow \infty$) узлуксиз жараён тарзида қаралади. Монохроматик тўлқин

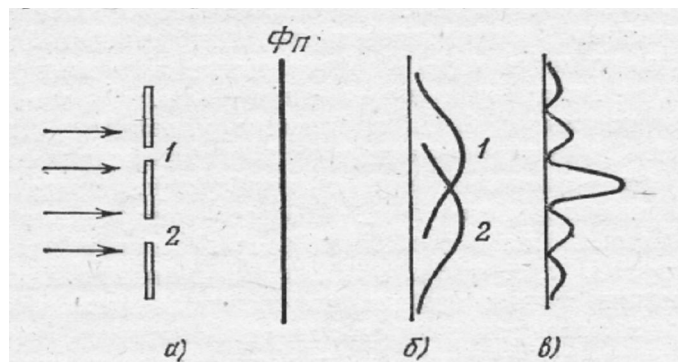
импульсининг ўзгариши $p = \frac{h}{\lambda}$ га асосан нолга тенг бўлади, яъни $\Delta x \rightarrow \infty$ -да $\Delta P \rightarrow 0$. Агар

тўлқинни фазонинг бирор нуқтасида жойлашган жараён деб қаралса, бундай тўлқин пакети учун тўлқин узунлиги ҳам демак, импульс ҳам ўз маъносини йўқотади.

$$\Delta p = \Delta\left(\frac{h}{\lambda}\right) = \frac{h}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (9.16)$$

(9.16) га асосан импульснинг ўзгариши нолга тенг бўлади. Чегаравий шарт бажарилганда $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta P \rightarrow \infty$ бўлади.

Квант объектларининг яна бир хусусияти дифракция ҳодисасида яққол намоён бўлади. Моноэнергетик разрачаларнинг икки тирқишдан ўтишдаги дифракциясини кузатамиз. (9.5 – расм)



9.5 –расм

Дастлаб, иккинчи тирқишни беркитиб, микрозарраларнинг биринчи тирқишдан ўтишдаги тақсимланиш суратини оламиз, иккинчи эгри чизик (9.5 б - расм.)

Энди ҳар иккала тирқиш орқали ўтган микрозаррачалар тақсимланиши икки когерент тўлқин интерференцияси манзарасига ўхшайди. (9.5 в - расм.) Демак, заррачанинг ҳаракатига ҳар иккала тирқиш ҳам таъсир кўрсатади, бунда заррачанинг бир қисми биринчи тирқишдан, қолган қисми эса иккинчи тирқишдан ўтади деб тушунмаслик керак. Чунки, квант объектлари бир бутун бўлиб, бўлинмас эканлигини биз юқорида айтиб ўтган эдик. Шундай қилиб, микрозаррачаларни ўзига хос дуалистик хусусияти туфайли уларнинг координатаси ва импульсини бир вақтида аниқлаб бўлмайди. Бу ноаниқлик ўлчов асбобининг камчилиги ёки тажриба ўтказувчининг малакасизлигидан келиб чиқмай, у микрозаррачаларнинг ўзига хос объектив хусусиятларидир. Бу хулоса назарий йўл билан Гейзенберг (1926 й.) томонидан исботланган бўлиб, квант механикасининг фундаментал тушунчаларидан бири бўлиб ҳисобланади ва ноаниқлик муносабати деб юритилади. *Микрозаррачалар координатаси ва импульсини ташиқил этувчилари бўйича аниқлашда йўл қўйилган ноаниқлик Планк доимийсидан кичик бўла олмайди.*

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_x &\geq h \\ \Delta y \cdot \Delta p_y &\geq h \\ \Delta z \cdot \Delta p_z &\geq h \end{aligned} \right\} \quad (9.17)$$

Мисол тариқасида заррачанинг электрон нурли трубкадаги ҳаракатини кузатиб, ноаниқлик муносабатини қуйидагича ёзамиз:

$$\Delta x \cdot \Delta \vartheta \geq \frac{h}{m_e} \quad (9.18)$$

(9.18) дан кўринадики, заррача массаси қанча катта бўлса, уни координатаси ва тезлигини аниқлашда йўл қўйилган ноаниқлик шунча кичик бўлади. Агар электрон 0.01фоиз аниқликда ўлчанган ($\vartheta=10^{10}$ м/с) тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса,

$$\Delta \vartheta_x = 10^{10} \frac{\text{м}}{\text{сек}} \cdot 10^{-2} = 10^8 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$$

Унинг координатасини аниқлашдаги ноаниқлик,

$$\Delta x = \frac{h}{\Delta \vartheta_e m_e} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34} \text{ ж} \cdot \text{сек}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 10^8 \text{ м/сек}} \approx 7,27 \cdot 10^{-6} \text{ га тенг бўлиб,}$$

электрон ҳаракатига классик физика қонунларини тадбиқ этиш мумкинлигини кўрсатади.

Энди ноаниқлик муносабатини атомдаги ташқи қобик электронига тадбиқ этамиз. Водород атомидаги электрон учун координатани ўлчашдаги ноаниқлик атом ўлчами қадар бўлсин.

$\Delta x = 10^{-10} \text{ м}$ тезликни ўлчашдаги ноаниқлик

$$\Delta \vartheta_x = \frac{6,67 \cdot 10^{-34} \text{ ж} \cdot \text{сек}}{10^{-10} \text{ м/сек} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}} = 7,3 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$$

Бу эса электроннинг $r=0.5 \cdot 10^{10}$ м ли орбитадаги тезлиги ($v=2.3 \cdot 10^6$ м/сек) дан бир неча марта катта бўлиб, классик физика қонунларини атомдаги электронларга тадбиқ этиб бўлмаслигини кўрсатади.

Ноаниқлик муносабати нафақат координата ва импульсга хос хусусият бўлмай, энергия билан вақтга, нурланиш билан частоталарга ва ҳоказолар учун ҳам ўринлидир.

Ноаниқлик муносабати туфайли ўртача “яшаш” вақти Δt бўлган система энергиясини

$$\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t}$$

нурланиш спектри чизиқлари силжиши $\Delta \nu \geq \frac{\Delta E}{h}$ ифодасига биноан аниқлаш мумкин.

Спектрал чизиқлар силжиши маълум бўлганда, атомнинг ўйғонган ҳолатдаги «яшаш» вақтини ҳисоблаш мумкин. Шундай қилиб, ноаниқлик муносабати квант механикасининг фундаментал асосларидан бири ҳисобланади, лекин, шунга қарамадан ноаниқлик муносабатлари қайта-қайта фалсафий баҳс мунозаралар мавзуси бўлиб келмоқда. Баъзи файласуфлар ноаниқлик муносабатини нотўғри талқин қилиб, идеалистик ҳулосалар чиқаришга уриндилар. Улар бир томондан моддий олам-дунёни ва уни ривожланиш қонунларини билиш инъикос этишни инкор этсалар, иккинчи томондан квант объектларини макон ва замондан ташқаридаги нарсалар деб талқин қиладилар. Аслида ноаниқлик муносабати оламни идроклаш чегараси бўлмай, балки уларга классик физика қонунларини қай маънода ва қай даражада қўллаш мумкинлигини кўрсатиб беради.

9.5 § Микрозаррачаларнинг эркин ҳаракати

Вақтнинг ўтиши ва координатанинг ўзгариши заррача характериға таъсир этмайдиган майдондаги ҳаракатни кузатамиз. Бундай майдон барқарорлашган – стационар майдон деб юритилади. Майдон потенциалини координата бўйича ўзгармаганлиги, $-\infty \leq x \leq +\infty$ оралиғида $U(x)=0$ деб қабул қилиш ҳукукини беради. Буни эътиборга олиб, бир ўлчамли фазо (x -ўқи йўналиши) да ҳаракат қилаётган заррача учун Шреденгер тенгламаси:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0 \quad (9.19)$$

Бу ерда

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \quad (9.20)$$

(9.19) дифференциал тенгламанинг ечими:

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (9.21)$$

Бу ечимнинг физикавий маъносини аниқлаш учун уни тўла тўлқин функцияси кўринишида ёзиб оламиз.

$$\psi(xt) = \psi(x)e^{-i\omega t} = Ae^{-i(\omega t - kx)} + Be^{-i(\omega t + kx)} \quad (9.22)$$

(9.22) ни ўнг томонидаги биринчи ҳад x -ўқининг мусбат йўналишида тарқалувчи ясси тўлқинларни, иккинчи ҳади эса x -ўқининг манфий йўналишида тарқалувчи ясси тўлқинларни ифодалайди. Демак, эркин ҳаракат қилаётган заррачанинг ҳолатини аниқловчи тўлқин функцияси, бир-бирига нисбатан қарама-қарши йўналишда тарқалувчи ясси тўлқинлар суперпозициясидан иборатдир.

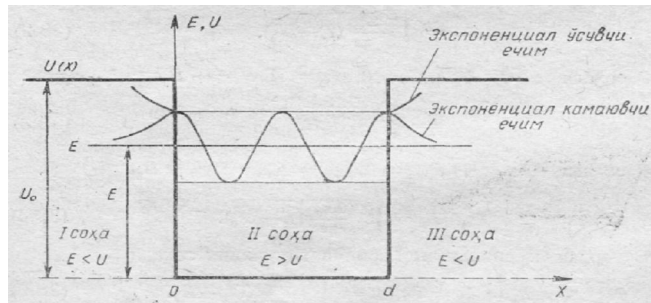
Эркин ҳаракатланаётган заррачанинг энергияси (9.20) ифодага кўра:

$$E = \frac{k^2 \hbar^2}{2m_0} = \frac{m_0 g^2}{2} \quad (9.23) \text{ узлуксиздир.}$$

Демак, заррача эркин ҳаракат қилганда, яъни унинг ҳаракат қилиш соҳаси чекланмаганда, энергияси дискрет бўлмай, тезликка боғлиқ ҳолда узлуксиз ўзгаради. Тўлқин ва корпускуляр хусусиятга эга бўлган заррача эркин ҳаракат қилганда классик физика қонунларига буйсунувчи корпускулага ўхшаш булиши мумкин.

9.6 § Заррачаларнинг потенциал ўра ичидаги ҳаракати

Соддалик учун ўра тубидан чексиз баланд ва тик потенциал тусиқлар билан чегараланган, заррача фақат ох ўқи мусбат йўналишда $0 \leq x \leq l$ соҳага эркин ҳаракатлана олади деб фараз қиламиз (9.6 – расм)



9.6 – расм

Заррача ҳаракат қилаётган соҳани учга бўламиз ва уларни ҳар бирида майдон потенциали ўзгармас деб ҳисоблаймиз.

I – соҳа $-\infty \leq x \leq 0$ $U(x)=U_0=\text{const}$

II – соҳа $0 \leq x \leq l$ $U(x)=0$

III – соҳа $l \leq x \leq +\infty$ $U(x)=U_0=\text{const}$

l - ўра кенглиги потенциал ўра тубидан бошлаб ҳисобланади. Бир ўлчовли фазода стационар ҳолат учун Шредингер тенгламаси қўйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (9.24)$$

Масаланинг шартига кўра (ўра чексиз баланд ва тик тўсиқлар билан чегараланган) заррача ўранинг ташқарисида мавжуд эмаслиги туфайли уни ўранинг ташқарисида бўлиш эҳтимоли нолга тенг. Ундан ташқари, тўлқин функциясининг узлуксизлик шарти бажарилиши учун, ўра чегарасида $x=0$, $x=l$ кийматларда ҳам Пси функция нолга тенг бўлади.

$$\Psi(0)=\Psi(l)=0 \quad (9.25)$$

Буни ҳисобга олсак, Шредингер тенгламаси учун

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

ёки (9.26)

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \kappa^2 \psi = 0$$

Бу ерда, $\kappa^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$ (9.27)

(9.26) кўринишдаги дифференциал тенгламанинг умумий ечими

$$\psi(x) = A \sin \kappa x + B \cos \kappa x \quad (9.28) \text{ кўринишда бўлади.}$$

Соҳа чегарасида Ψ - функция ва унинг ҳосиласи ҳам нолга тенг.

Биринчи чегаравий шарт бажарилиши учун $B=0$ бўлиши шарт

$$\Psi(0)=0; \quad B=0$$

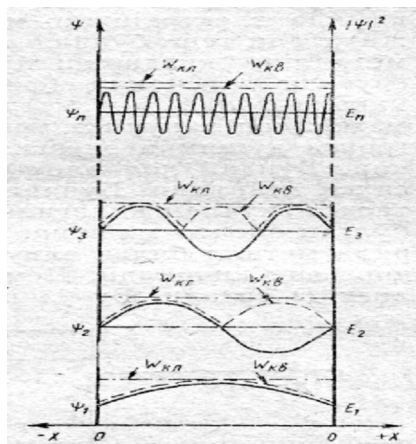
иккинчи чегара учун

$$\Psi(x)=A \sin \kappa x \quad (9.29)$$

(9.29) ни ҳосил қиламиз. $\Psi(l)=A \sin \kappa l=0$ фақат $\kappa l = n\pi$ шартни қаноатлантирадиган кийматлардагина бажарилади. Заррача энергияси учун:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} n^2 \quad (9.30)$$

Бундан кўринадики, чуқур ўра ичида заррача энергияси ихтиёрий булмай, дискрет қийматли энергетик ҳолатлар қаторига эга була олади ва бу энергетик ҳолатлар, (сатҳлар), n – эса квант сони деб юритилади (9.7 –расм)



9.7 –расм

Квантланишнинг аҳамияти n ва ℓ катталикларнинг турли қийматларига караб хилма –хил бўлиши мумкин.

Масалан, потенциал ўра кенглиги атом ўлчами $\ell = 10^{-9}$ м бўлса, заррача энергияси шундай дискрет қаторни ташкил этадики, улар орасидаги фарқ

$\Delta E = E_{n+1} - E_n = (2n+1)5,4 \cdot 10^{-20} \text{ Ж} = (2n+1)0,54 \text{ эВ}$ бўлиб, энергиянинг бу дискрет қатори чизикли спектрни ҳосил қилади.

Агар потенциал ўра кенглиги металл ичидаги эркин электронларни эркин югуриш масофаси $\ell = 10^{-2}$ м каби бўлса,

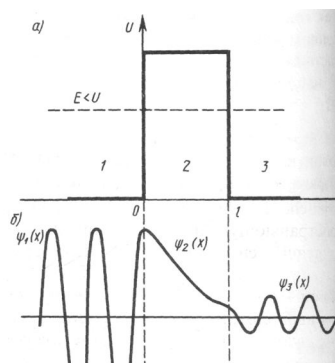
$$\Delta E = (2n+1)0,54 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} = (2n+1)03,4 \cdot 10^{-15} \text{ эВ}$$

Бу ҳолда энергетик спектрлар шундай тигиз жойлашадики, энергия деярли узлуксиз ўзгаради деб ҳисоблаш мумкин бўлади. Бундан ташқари (9.30) га асосан квант сонининг катта қийматларида $n \gg 1$ $\Delta E_n / E_0 = 2/n \ll 1$ бўлади. Энергиянинг квант «сакрашлари» деярли сезилмайди. Хулоса қилиб айтганда, n ва ℓ катталикларнинг миқдорий ўзгаришлари сифат ўзгаришларига олиб келадики, натижада квант заррачаларининг хусусияти классик заррача хусусиятларига яқинлашиб боради. Бу эса Бор таъкидлаганидек, квант механикасининг умумий сабаб ва оқибат принциpidир.

9.7. § Заррачаларнинг эни чекланган потенциал тўсиқ орқали ўтиши (туннель эффект)

Микрозаррачаларнинг объектив хоссалари шу заррача билан унга нисбатан ташқи ҳисобланган жисмлар орасидаги ўзаро таъсир натижасида аниқланади. Ташқи шароитнинг характериға қараб, ўрганилаётган жисмнинг бирор хоссаси намоён бўлади. Текширилаётган микрозаррача қандай шароитда бўлса, квант механикаси худди ўша шароитларни ҳисобга олади. Буни қуйидаги мисолда қараб чиқамиз.

Бирор куч майдонида x –ўқининг мусбат йўналишида ҳаракат қилаётган E энергияли заррача, эни d –бўлган, баландлиги U_0 бўлган потенциал тўсиққа дуч келсин. (9.8 - расм.)



9.8 - расм.

$E > U_0$, заррача потенциал тўсиқдан ўта олади.

$E < U_0$, заррачанинг потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимолини аниқлайлик.

Заррача ҳаракат қиладиган соҳани майдон потенциалининг ўзгаришиға қараб учга ажратамиз.

$$U(x) = \begin{cases} 0 & -\infty \leq x \leq 0 & I - соҳа \\ U_0 & 0 \leq x \leq d & II - соҳа \\ 0 & d \leq x \leq \infty & III - соҳа \end{cases}$$

x –нинг $x < 0$ ва $x > d$ – бўлган ҳамма қийматларида потенциал энергия нолға тенг. Заррачанинг тўлқин энергияси $E < U$ – бўлса, классик механика нуқтаи назардан заррача ё $x < 0$ бўлган I – соҳада ёки $x > d$ бўлган III – соҳада ҳаракатланади. Заррача тўсиқ соҳасига ўта олмайди.

Квант механикаси нуқтаи назаридан, заррача тўсиқ орқали сузиб ўта олади деб уқтирилиб, «Тунел эффекти» деб юритилади. Тунел эффектини характерлаш мақсадида потенциал тўсиқнинг тиниқлик даражаси тушунчаси киритилган.

$$D = \left| \frac{j_{yt}}{j_{myu}} \right| \quad (9.31)$$

Потенциал тусиқдан ўтган заррачалар оқими зичлиги j_{yt} – нинг, тўсиққа тушаётган заррачалар оқими j_{my} – га нисбати модулиға сон жиҳатидан тенг катталиқ тўсиқнинг тиниқлик даражаси деб юритилади. Ҳисоблашлар кўрсатадики, тиниқлик даражаси потенциал тўсиқнинг U_0 - баландлиги, d – қалинлиги ва заррачанинг E – энергиясига боғлиқ бўлиб, тўғри бурчакли тўсиқ учун:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)d}\right) \quad (9.32)$$

Тўсиқ эни ортса, унинг тиниқлиги экспоненциал равишда камаяди ва $d \rightarrow \infty$ бўлганда $D \rightarrow 0$ бўлади.

Тўсиқнинг баландлиги ортса ҳам тиниқлик даражаси D камаяди, аммо заррача энергияси E ортса, потенциал тўсиқнинг тиниқлиги D ҳам ортади.

Шундай қилиб, заррачалар тўлқин хусусиятига эга бўлганлиги сабабли, уларнинг энергияси потенциал тўсиқ баландлигидан кичик бўлса ҳам тўсиқ орқали «сизиб» ўтиш имкониятига эга бўлади.

Фараз қилайлик, заррачаларни потенциал тўсиқ билан тўқнашиш вақти, Δt – муддат давом этган бўлсин. У ҳолда заррача энергиясининг аниқлиги,

$$\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t} \quad (9.33)$$

Агар ΔE – потенциал тўсиқ ўлчами қадар $\Delta E \geq (U_0 - E)$ бўлса, заррача учун тўсиқ тиниқ ҳисобланади. Ҳақиқатдан эса, туннел эффекти кўплаб тажрибаларда ўз тасдиғини топди. Металлардаги совуқ эмиссия, автоионизация, α -емирилиш кабилар бунга мисол бўлади. Туннел эффекти микрозаррачаларнинг тўлқин ва корпускуляр хусусиятларини яна бир бор эътироф этувчи квант механикаси принципларининг тўғрилиги исботидир.